

Thèse de doctorat

Pour obtenir le grade de Docteur de l'Université de

VALENCIENNES ET DU HAINAUT-CAMBRESIS

et l'École Militaire Polytechnique d'Alger

Mécanique

Présentée et soutenue par Nabil, TOUNSI.

Le 20/12/2012, à Alger

Ecole doctorale :

Sciences Pour l'Ingénieur (SPI)

Equipe de recherche, Laboratoire :

Laboratoire de Thermique, Ecoulement, Mécanique, Mise en Production (TEMPO)

Contribution expérimentale au contrôle d'écoulement d'un corps épais par jets synthétiques : Application à l'aérodynamique automobile

JURY

Président du jury

- Bouabdallah, Ahcène. Professeur. Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene, Algérie.

Rapporteurs

- Baldas, Lucien. Maître de Conférences, HDR. INSA de Toulouse.
- Nemouchi, Zoubir. Université de Mentouri, Constantine, Algérie.

Examineurs

- Chpoun, Amer, Professeur. Université d'Evry.

Directeur de thèse

- Labraga, Larbi. Professeur. Université de Valenciennes.

Co-directeur de thèse : Hanchi, Samir. Professeur. Ecole Militaire Polytechnique d'Alger, Algérie.

Membre invité

- Keirsbulck, Laurent. Maître de Conférences, HDR. Université de Valenciennes.

"La pollution est l'ombre du progrès."

SYLVAIN TESSON

Remerciements

Le travail présenté dans ce mémoire a été réalisé, conjointement, au sein du Laboratoire de Mécanique Des Fluides de l'École Militaire Polytechnique d'Alger et de l'équipe DF2T du Laboratoire TEMPO (EA 4542) de l'Université de Valenciennes et du Hainaut-Cambrésis dans le cadre particulier d'une cotutelle. Je tiens donc naturellement à exprimer mes remerciements aux directions respectives de l'Ecole Militaire Polytechnique d'Alger et à l'Ecole doctorale "SPI¹ Lille Nord-de-France" pour m'avoir donné l'opportunité de réaliser ma thèse dans le cadre de cette cotutelle.

Je voudrais en tout premier lieu exprimer toute ma gratitude au Professeur Samir HANCHI, co-directeur de cette thèse, pour son soutien, sa disponibilité, ses conseils avisés qui m'ont permis de progresser ainsi que pour son encadrement depuis mon Ingéniorat jusqu'à ce stade en passant par mon Magistère.

Cette thèse a été effectuée en grande partie au sein de l'équipe DF2T du laboratoire TEMPO sous la direction du Professeur Larbi LABRAGA qui a également co-dirigé cette thèse. Je le remercie infiniment d'une part pour l'accueil qui m'a réservé au sein de son équipe de recherche durant mes multiples séjours scientifiques et d'autre part pour sa grande disponibilité, ses conseils et son encadrement.

Je remercie également Laurent KEIRSBULCK, maître de conférences titulaire de l'HDR et responsable de la plateforme soufflerie de l'équipe DF2T, qui a suivi ce travail du début à la fin. Je le remercie également pour son implication dans mon apprentissage des principales techniques expérimentales ainsi que pour les corrections qu'il a apportées à ce manuscrit.

J'espère que ces quelques mots pourront témoigner combien j'ai apprécié leur accueil, leur gentillesse et leur professionnalisme.

Je remercie les membres du jury de me faire l'honneur d'assister à ma soutenance et tout particulièrement Messieurs Zoubir NEMOUCHI, professeur à l'Université Mentouri de Constantine et Lucien BALDAS, maître de conférences habilité à diriger les recherches à l'Institut National des Sciences Appliquées de Toulouse. Je vous remercie d'avoir accepté la lourde tâche d'être rapporteurs ainsi que pour les commentaires que vous formulerez à cette occasion.

1. Sciences Pour l'Ingénieur

Je remercie également Monsieur Ahcène BOUABDELLAH, Professeur à L'USTHB, qui m'a fait l'honneur de présider mon jury de thèse.

Mes remerciements vont également à Monsieur Chpoun AMER, professeur de l'Université d'Evry-Val-d'essonne pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail.

Je tiens également à associer à ce travail chacun de mes collègues du Laboratoire de Mécanique des Fluides d'Alger et avec qui j'ai eu le plaisir de collaborer tout au long de ces années.

Enfin, je remercie les doctorants de l'équipe DF2T, Fawzi, Benjamin et bien d'autres pour leur bonne humeur qui ont contribué efficacement à assurer des moments de détente particulièrement appréciables durant ces trois ans d'effort. En particulier, je tiens à saluer le docteur Grégoire FOURRIÉ pour l'aide précieuse qu'il m'a apportée pour la mise en place des différents moyens essais expérimentaux.

Pour conclure, l'expérimentation ne peut se faire sans montages, sans bricolages, sans une bonne dose de créativité et donc surtout sans l'aide de David BOUSSEMARY, ingénieur d'étude au laboratoire TEMPO. Merci David pour ton aide ! "FRÉRO".

Je tiens finalement à exprimer toute ma reconnaissance à ma famille qu'il trouvent ici mes chaleureux remerciements pour m'avoir soutenu durant toute cette période.

Table des matières

Remerciements	3
Nomenclature	13
Introduction	16
1 Éléments bibliographiques	19
1.1 Avant propos	19
1.2 Le corps de Ahmed : Modèle générique de véhicule automobile	21
1.3 Liens entre la traînée et la topologie de l'écoulement	22
1.3.1 Définition et généralités	22
1.3.2 Bilan de quantité de mouvement	23
1.4 Nature de l'écoulement autour d'un corps de Ahmed à 25°	24
1.4.1 Topologie de l'écoulement en moyenne	25
1.4.2 Instationnarités	28
1.5 État de l'art sur le contrôle d'écoulement appliqué au corps de Ahmed	31
1.5.1 Généralités	31
1.5.2 Moyens de contrôle passif	31
1.5.3 Moyens de contrôle actif	34
1.6 Une mise au point sur les jets synthétiques	36
1.6.1 Principe de fonctionnement	36
1.6.2 Différentes technologies d'actionneurs de jets synthétiques	37
1.6.3 Les paramètres dimensionnants d'un jet synthétique	39
1.6.4 Les nombres adimensionnés liés à l'interaction des jets synthétiques	39
1.6.5 Topologie de l'écoulement induit par un jet synthétique	40
1.6.6 Synthèse sur les jets synthétiques et potentiel applicatif sur corps de Ahmed	40
1.7 Contrôle combiné	42
1.8 Synthèse bibliographique et stratégie de contrôle employée	43
2 Dispositifs expérimentaux et métrologie	45
2.1 Moyens d'essais	45
2.1.1 Soufflerie subsonique à retour	45
2.1.2 Canal hydrodynamique	46
2.2 Définition des maquettes utilisées	46

2.2.1	Échelle 0.28	46
2.2.2	Échelle 1	47
2.3	Conception et intégration des actionneurs	48
2.3.1	Les actionneurs utilisés	48
2.3.2	L'intégration dans la maquette et commande des actionneurs	48
2.3.3	Mise en place de la maquette dans la soufflerie	50
2.3.4	Configuration d'essai en canal hydrodynamique	50
2.4	Métrologie expérimentale mise en œuvre	51
2.4.1	Mesure des efforts aérodynamiques	51
2.4.2	Mesure de pression totale par sonde de Kiel	52
2.4.3	Mesure des pressions instationnaires	53
2.4.4	Mesure de la vitesse locale	53
2.4.5	Mesure des champs de vitesse	54
3	Étude préliminaire de l'écoulement de référence	57
3.1	Structure globale de l'écoulement de référence	57
3.1.1	Champs PIV dans le plan médian	57
3.1.2	Champs PIV dans des plans décalés par rapport au plan médian	58
3.1.3	Visualisations pariétales sur la lunette par enduit visqueux	59
3.1.4	PIV stéréoscopique dans le sillage du corps	59
3.1.5	Champs de pression totale dans le sillage	61
3.1.6	Cartographie globale par V3V de l'écoulement sur la lunette	62
3.2	Instationnarités naturelles de l'écoulement de référence	62
3.3	Traînée aérodynamique du corps de Ahmed	64
3.4	Bilan de l'étude préliminaire de l'écoulement de référence	65
4	Caractérisation des jets synthétiques hors soufflerie	66
4.1	Dynamique des actionneurs	66
4.1.1	Réponse dynamique des actionneurs à une fréquence f_j	66
4.1.2	Réponse dynamique des actionneurs à une tension U_e	67
4.1.3	Evolution temporelle de l'écoulement induit par les jets synthétiques	68
4.2	Distribution spatio-temporelles de l'écoulement induit par un jet synthétique	69
4.2.1	Distribution spatiale de l'écoulement	70
4.2.2	Caractérisation du champ proche	71
4.2.3	Caractérisation du champ lointain	74
4.2.4	Distribution spatio-temporelles de l'écoulement phase par phase	76
4.3	Comparaison des mesures de vitesse obtenues par PIV et par fil chaud	79
4.4	Calcul de la quantité de mouvement injectée par les jets synthétiques	80
4.5	Conclusion	81
5	Contrôle de l'écoulement par jets synthétiques	83
5.1	Paramètres de contrôle	83
5.2	Stratégie de contrôle employée	84
5.3	Le contrôle en termes de réduction de traînée	85
5.3.1	Coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds	85
5.3.2	Évolution du coefficient de traînée en fonction de la fréquence réduite	87
5.3.3	Évolution du coefficient de traînée pour diverses amplitudes	88
5.4	Le contrôle en termes de topologie d'écoulement	89

5.4.1	Mécanisme de réduction de traînée associé à l'actionneur 1 seul	89
5.4.2	Mécanisme de réduction de traînée associée à l'actionneur 2 seul . . .	93
5.4.3	Mécanisme de réduction de traînée associé aux actionneurs 1 et 2 en fonctionnement couplé	98
5.5	Conclusion de l'étude expérimentale de l'écoulement contrôlé par jets synthé- tiques	101
Conclusion générale et perspectives		102
Bibliographie		106
ANNEXES		110
A Simulation numérique des grandes échelles sur une géométrie simplifiée bidimensionnelle		110
A.1	Modélisation numérique	111
A.1.1	Bref rappel du principe de la simulation des grandes échelles	111
A.1.2	Domaine de calcul, conditions aux limites et maillage	112
A.2	Exploration numérique	113
A.2.1	Comparaison de l'écoulement de référence avec l'expérience	113
A.2.2	Caractérisation instationnaire de l'écoulement	114
A.3	Bilan sur les simulations numériques bidimensionnelles	116
B Production scientifique		117
B.1	Publication internationale avec comité de lecture	117
B.2	Communications scientifiques internationales avec actes	117
B.3	Communications scientifiques nationales	117
C Publication internationale avec comité de lecture		118
D Moyens de mesure "classiques"		127
D.1	Anémométrie à fil chaud	127
D.2	Anémométrie laser à effet Doppler	127
D.3	Vélocimétrie par images de particules standard	128
D.4	Vélocimétrie par images de particules stéréoscopique	129
E Calcul du bilan de quantité de mouvement		130
F Champs de vitesses PIV assemblés		133
F.1	Actionneur 1 en fonctionnement seul	134
F.2	Actionneur 2 en fonctionnement seul	135
F.3	Actionneur 1 et 2 en fonctionnement couplés	136

Table des figures

1.1	Identification des zones décollées (a) Structures tourbillonnaires le long d'un véhicule automobile [1] (b) Contribution à la traînée "source PSA"	20
1.2	Exemple de modèles génériques : (a) Corps de Morel [2], (b) Corps de Willy et (c) Maquettes du MIRA	20
1.3	Géométrie du corps de Ahmed d'après Fourrié [3].	20
1.4	Géométrie et dimensions du modèle de Morel (a) (dimensions en mm) et coefficient de traînée en fonction de l'angle d'inclinaison de lunette arrière (b), d'après Morel [2].	21
1.5	(a) Géométrie et dimensions du modèle de Ahmed d'après Hinterberg [4], (b) Coefficient de traînée en fonction de l'angle d'inclinaison de lunette arrière, d'après Ahmed [5].	22
1.6	Topologie moyenne de l'écoulement [5]	25
1.7	Description schématique du bulbe décollé sur la lunette avec la visualisation par enduit visqueux correspondante, d'après Thacker [6].	26
1.8	Champs de vitesse moyenne obtenus par PIV dans le plan de symétrie (a) configuration arête vive, (a) configuration arête arrondie, d'après Thacker [6].	27
1.9	(a) Visualisation de l'axe tourbillonnaire par cavitation, d'après Beaudoin et al. [7], (b) Représentation de l'axe tourbillonnaire par Thacker [6].	27
1.10	(a) Structure des tourbillons longitudinaux d'après Spohn et Gilliéron [8], (b) Développement des structures tourbillonnaires longitudinales principale (TR3), secondaire (TR1) et tertiaire (TR2), d'après Krajnović [9].	28
1.11	Visualisation instantanée des zones de vitesse nulle, document PSA.	30
1.12	(a) Principe des générateurs de vortex passifs, d'après Aider et al. [10], (b) Implantation sur maquette, d'après Pujals [11]	32
1.13	Générateurs de vortex (a) sur Mitsubishi Lancer Evolution VIII, (b) sur C-Airlounge	32
1.14	Elément séparateur transversal, d'après Levallois et al. [12].	33
1.15	Plaques séparatrices longitudinales sur un poids lourd d'après Coon et Visser [13].	33
1.16	(a) Schéma du dispositif de contrôle, (b) Réduction de traînée en fonction de l'angle d'incidence du déflecteur.	34
1.17	Représentation schématique du jet synthétique.	37
1.18	Différents types d'actionneurs (a) Piézoélectrique, d'après Jenkins et al. [14] (b) Mécanique, d'après Traub et al. [15] (c) Acoustique, d'après Tesař et al. [16].	38
1.19	Dispositif de jets synthétiques sur base d'actionneurs piézoélectrique sur corps profilé, d'après Chen et al. [17] (a) actionneur (b), intégration sur maquette.	38
1.20	Dispositif de jets synthétiques sur base d'actionneurs piézoélectriques sur corps épais, d'après Leclerc [18] (a) actionneur (b), intégration sur un corps de Ahmed.	38

1.21	Représentation schématique des grandeurs caractéristiques de l'interaction entre jet synthétique et les instabilités de (a) Bénard-Von Kármán, (b) Kelvin-Helmholtz.	40
1.22	Représentation schématique de la topologie globale de l'écoulement de jet synthétique, d'après Leclerc [18].	41
1.23	Contrôle par une combinaison de déflécteurs, d'après Aider et al. [Réf].	42
1.24	Contrôle combiné par soufflage et aspiration continus, d'après Bruneau et al. [19].	42
1.25	Contrôle par une combinaison de jets pulsés et de soufflage ponctuel continu, d'après Krentel et al. [20].	43
1.26	Stratégie de contrôle employée	43
2.1	Soufflerie subsonique à retour (a) Vue générale (b) Plan détaillé : 1. Chambre de tranquillisation, 2. Convergent, 3. Veine d'expériences, 4. Diffuseur, 5. Groupe moto-ventilateur, 6. Déflécteurs, 7. Canal de retour, 8. Nid d'abeille - Filtre, 9. Salle de commande, 10. Balance aérodynamique.	45
2.2	Canal hydrodynamique (a) Vue générale (b) Veine d'essai.	46
2.3	Principales dimensions des maquettes (a) Échelle 0.28, (b) Échelle 1.	47
2.4	Dispositif de contrôle développé en vue éclatée.	47
2.5	Actionneur piézoélectrique (a) Connectiques, (b) Actionneur avant assemblage, (c) Ensemble des rampes réalisé avant caractérisation des fréquences de résonnance des assemblages bridés.	48
2.6	Vibromètre laser.	49
2.7	Positionnements des actionneurs sur la maquette.	49
2.8	Chaîne de commande, respectivement : oscilloscope, générateur de fonction et amplificateur de puissance.	49
2.9	Schéma du positionnement de la maquette dans la veine d'essai.	50
2.10	Configuration d'essai en canal hydrodynamique (a) Photos de la maquette à l'échelle 0.28, (b) Implantation dans le canal hydrodynamique.	51
2.11	Schéma de principe de la balance aérodynamique.	51
2.12	Sensibilité de différents types de sonde de pression à l'incidence de la sonde vis-à-vis de l'écoulement (a) : A) sonde de Pitot avec extrémité droite, B) avec extrémité arrondie, C) avec extrémité fuselée, D) sonde de Kiel, figure extraite de Tropea et al. [21] et d'après Chue et al. [22]; peigne de sondes de Kiel (b).	52
2.13	Configuration d'essai (a) vue générale (b) Système d'acquisition et de déplacement par anémométrie fils chauds (DANTEC®)	53
2.14	Schéma de principe pour la calibration.	54
2.15	Configuration d'essai pour la V3V	56
2.16	Mesures par système V3V en canal hydrodynamique (a) et exploitation de triplets de particules pour la détermination du vecteur vitesse (b).	56
3.1	Champs PIV dans le plan médian du corps (plan xOz , $y = 0$) : vitesse moyenne adimensionnée (a) et fluctuation de vitesse adimensionnée (b).	58
3.2	Lignes de courant projetées dans le plan de mesure PIV	58
3.3	Visualisation des lignes pariétales moyennes de frottement réalisées par enduit visqueux.	59
3.4	Champ SPIV dans le sillage du corps, dans un plan transverse parallèle au culot, à 0.22 m de celui-ci (plan yOz , $x = 0.42$, $x/L = 0.4$), vue de l'aval, norme de vitesse moyenne : vue 3D (a), la profondeur correspond à la composante longitudinale de vitesse, et sans perspective (b). Les lignes noires discontinues correspondent aux limites de l'arrière du corps de Ahmed et de sa lunette.	60

3.5	Champ SPIV dans le sillage du corps, composante longitudinale de vorticité (a), et fluctuation de vitesse (a)	60
3.6	Cartographies du coefficient de pression totale dans le plan $x/L = 0.40$	61
3.7	Iso-contours de la composante (a) Longitudinale de vorticité $\omega_x = 100$ rad/s (bleu), (b) Transversale de vorticité $\omega_y = 100$ rad/s (vert), (c) Verticale de vorticité $\omega_z = -100$ rad/s (rose) . . .	61
3.8	Iso-contours de la vorticité (a) et lignes de courants associées (b)	62
3.9	Spectres normés en fonction du nombre de Strouhal du maître-couple du corps (St_A).	63
3.10	évolution expérimentale de la traînée en fonction du nombre de Reynolds pour différents auteurs	64
4.1	S�ch�ma de la fente avec son repère associé.	66
4.2	Vitesses moyennes des jets synthétiques au centre de la fente en fonction de la fréquence d'excitation pour une tension d'alimentation de 3 Volts.	67
4.3	Vitesses moyennes des jets synthétiques au centre de la fente en fonction de la tension d'excitation.	67
4.4	Moyenne de phase de la vitesse au centre de l'orifice pour différentes tensions d'alimentation (Actionneur 1 � 325Hz)	68
4.5	Principe de synchronisation de la PIV par un signal TTL	69
4.6	Chronogramme de synchronisation de la PIV avec le signal TTL.	69
4.7	Configuration d'essai (a) Caméra PIV avec objectif et bague allonge (b) Système d'acquisition PIV (TSI) avec le caisson contenant l'actionneur de jet synthétique.	70
4.8	Lignes de courant pour la phase d'aspiration maximum, d'après Schaeffler et al. [23]	71
4.9	Champ de vitesse dans la phase d'aspiration maximale.	71
4.10	Distribution spatiale de la vitesse du jet en fonction de x/d	73
4.11	Comparaison des profils de vitesse du jet avec ceux de Smith et Glezer [24]	75
4.12	Distribution spatio-temporelle phase par phase du jet synthétique.	77
4.13	Distribution spatio-temporelle phase par phase du jet synthétique (suite).	78
4.14	Comparaison des moyennes de phase de vitesse obtenues par PIV et par fil chaud au centre de l'orifice	79
4.15	Synoptique du traitement pour le calcul de la quantité de mouvement injectée.	80
5.1	S�ch�ma de principe des actions de contrôle des actionneurs 1 et 2	84
5.2	% de réduction de traînée en fonction du nombre de Reynolds	86
5.3	(a) Principe du contrôle sur décollement partiel, d'après Joseph [25], (b) Mécanisme du forçage optimal, selon Duriez et al. [26].	86
5.4	% de réduction de traînée en fonction de F^+ pour $C_\mu \approx 2 \times 10^{-4}$	88
5.5	% de réduction de traînée en fonction du C_μ pour $F^+ \approx 3.5$	88
5.6	Topologie de l'écoulement (cas de référence)	90
5.7	Topologie de l'écoulement (actionneur 1, $F^+ = 5.85$, $C_\mu = 9.34 \times 10^{-4}$)	90
5.8	Topologie de l'écoulement (actionneur 1, $F^+ = 7.65$, $C_\mu = 2.79 \times 10^{-4}$)	91
5.9	Cartographie de vorticité	92
5.10	Topologie de l'écoulement de culot	93
5.11	Topologie de l'écoulement (cas de référence)	94
5.12	Topologie de l'écoulement (actionneur 2, $F^+ = 5.85$, $C_\mu = 8.89 \times 10^{-4}$)	94
5.13	Topologie de l'écoulement (actionneur 2, $F^+ = 7.65$, $C_\mu = 21.73 \times 10^{-4}$)	95
5.14	Principe du contrôle d'écoulement (actionneur 2)	95
5.15	Topologie de l'écoulement (actionneur 2)	96

5.16	Lignes de courant coloriées par la composante verticale de vitesse à l'arrière du culot pour un écoulement non contrôlé, d'après Thacker [6].	97
5.17	Topologie de l'écoulement (actionneur 1 et 2, $F^+ = 5.85$, $C_{\mu 1} = 9.34 \times 10^{-4}$ et $C_{\mu 2} = 8.89 \times 10^{-4}$)	98
5.18	Topologie de l'écoulement (actionneur 1 et 2, $F^+ = 7.65$, $C_{\mu 1} = 2.79 \times 10^{-4}$ et $C_{\mu 2} = 21.73 \times 10^{-4}$)	99
5.19	Topologie de l'écoulement (actionneur 1 et 2)	100
A.1	Spectre d'énergie cinétique turbulente avec séparation d'échelles.	112
A.2	Domaine de calcul.	112
A.3	Evolution statistique du champ moyen de vitesse en fonction du temps d'intégration	113
A.4	Structure de l'écoulement (a) Simulation (LES), (b) Expérience (PIV)	114
A.5	Champs instantanés de vortacité	115
A.6	Evolution du coefficient de traînée en fonction du temps	115
D.1	Schéma des relations vectorielles utiles à la détermination de la fréquence Doppler (a) et génération de signal dans le volume de mesure, extrait de SpringerHandbook (b).	128
D.2	Schéma de principe de la PIV stéréoscopique, extraite de SpringerHandbook.	129
E.1	Volume de contrôle adopté pour l'approximation de l'effort de traînée par intégration du bilan de quantité de mouvement.	131
F.1	Topologie de l'écoulement (actionneur 1, $F^+ = 5.85$, $C_{\mu} = 9.34 \times 10^{-4}$)	134
F.2	Topologie de l'écoulement (actionneur 1, $F^+ = 7.65$, $C_{\mu} = 2.79 \times 10^{-4}$)	134
F.3	Topologie de l'écoulement (actionneur 2, $F^+ = 5.85$, $C_{\mu} = 8.89 \times 10^{-4}$)	135
F.4	Topologie de l'écoulement (actionneur 2, $F^+ = 7.65$, $C_{\mu} = 21.73 \times 10^{-4}$)	135
F.5	Topologie de l'écoulement (actionneur 1 et 2, $F^+ = 5.85$, $C_{\mu 1} = 9.34 \times 10^{-4}$ et $C_{\mu 2} = 8.89 \times 10^{-4}$)	136
F.6	Topologie de l'écoulement (actionneur 1 et 2, $F^+ = 7.65$, $C_{\mu 1} = 2.79 \times 10^{-4}$ et $C_{\mu 2} = 21.73 \times 10^{-4}$)	136

Liste des tableaux

1.1	Contributions des différents termes de l'évaluation du coefficient de traînée à la somme absolue des différents termes pour un corps d'A Ahmed à -25°	24
1.2	Synthèse des longueurs de bulbes décollés pour différents auteurs avec leurs C_X associés. . .	26
1.3	Synthèse des nombres de Strouhal (St_A), associés aux différentes instabilités, répertoriés dans la littérature sur des corps de Ahmed à 25°	30
2.1	Conditions de mesures PIV et SPIV (PC : Petit champs, GC : Grand champs).	55
4.1	Caractéristiques de la fente 1 pour $f_j = 325Hz$ en fonction de la tension d'alimentation. . . .	81
4.2	Caractéristiques de la fente 1 pour $f_j = 425Hz$ en fonction de la tension d'alimentation. . . .	81
4.3	Caractéristiques de la fente 2 pour $f_j = 325Hz$ en fonction de la tension d'alimentation. . . .	82
4.4	Caractéristiques de la fente 2 pour $f_j = 425Hz$ en fonction de la tension d'alimentation. . . .	82
5.1	Récapitulatif des cas traités par PIV et SPIV pour $U_\infty = 16m/s$	89

Nomenclature

Symboles Alpha-numérique

Symbole	Description	Unité
d	Largeur de la fente dans le cas d'un actionneur bidimensionnel ou diamètre de l'orifice dans le cas d'un actionneur axisymétrique	$[m]$
C_μ	Coefficient de quantité de mouvement du jet synthétique	—
C_x	Coefficient de traînée	—
f_j	Fréquence d'excitation des actionneurs piézoélectriques	$[Hz]$
F^+	Fréquence réduite du jet synthétique construite à partir du temps caractéristique de formation des structures tourbillonnaires de Bénard-Von Kármán	—
F_x	Effort de traînée aérodynamique	$[N]$
H, H_A	Hauteur du corps d'A Ahmed	$[m]$
I_j	Quantité de mouvement du jet synthétique	$[kg.m.s^{-2}]$
I_∞	Quantité de mouvement liée à l'écoulement	$[kg.m.s^{-2}]$
L	Longueur du corps d'A Ahmed	$[m]$
L_0	Longueur de pénétration du jet synthétique	$[m]$
L_L	Longueur de la lunette	$[m]$
L_R	Longueur de la bulle de recirculation	$[m]$
P_i	Pression statique	$[Pa]$

Re_L	Nombre de Reynolds basé sur la longueur L	—
Re_{U_0}	Nombre de Reynolds du JS basé sur la vitesse temporelle moyenne au centre de l'orifice	—
S_j	Nombre de Stokes de l'écoulement jet synthétique	—
St_A	Nombre de Strouhal de l'émission tourbillonnaire derrière le corps basé sur la racine carré du maître couple	—
St_H	Nombre de Strouhal de l'émission tourbillonnaire derrière le corps basé la hauteur du culot	—
St_U	Nombre de Strouhal de l'émission tourbillonnaire derrière le corps basé la hauteur de la Lunette	—
$S_{Frontale}$	Maître couple du corps d'A Ahmed	$[m^2]$
T	Période du jet synthétique	$[s]$
T_{int}	Temps d'intégration	$[s]$
U_0	Moyenne temporelle de vitesse pendant le soufflage	$[m.s^{-1}]$
\hat{U}	Moyenne spatiale de la vitesse du jet synthétique	$[m.s^{-1}]$
U_{cl}	Vitesse au centre de l'orifice	$[m.s^{-1}]$
\overline{U}_j	Vitesse moyennée spatio-temporellement pendant la phase de soufflage	$[m.s^{-1}]$
U_e	Tension d'excitation des actionneurs	$[V]$
U_{max}	Vitesse de soufflage maximale des jets synthétiques au centre de la fente	$[m.s^{-1}]$
U_{moy}	Vitesse moyenne de l'écoulement des jets synthétiques au centre de la fente	$[m.s^{-1}]$
W	Largeur du corps d'A Ahmed	$[m]$

Symboles Greek

δ	Epaisseur de couche limite	$[m]$
θ	Position angulaire du deflecteur	$[(.)^{\circ}]$
ν	Viscosité cinématique du fluide	$[= 1,5.10^{-5} m^2.s^{-1}]$
Φ	Phase angulaire du jet synthétique	$[(.)^{\circ}]$
ρ	Masse volumique de l'air	$[= 1,225 kg.m^{-3}]$
$\omega_x, \omega_y, \omega_z$	Composante de vorticité selon x, y, z	$[rad.s^{-1}]$

Subscripts

∞	Relatif à l'écoulement incident
j	Relatif aux jets synthétiques

Abréviations

2D	Bidimensionnel
3D	Tridimensionnel
DSP	Densité Spectrale de Puissance
TTL	Signal créneau de synchronisation
PIV	Vélocimétrie par imagerie de particules
SPIV	PIV st�roscopique
MEMS	Micro electromechanical systems
V3V	Vélocimétrie volumétrique 3-composantes

Introduction

Dans le contexte socio-économique mondial actuel, le secteur des transports se développe de plus en plus rapidement. Nous en apprécions les avantages : rapidité et accessibilité géographique en tous points du globe mais cette médaille a son revers : bruit, congestion, émissions polluantes de dioxyde de carbone (CO_2), principal gaz à effet de serre responsable du réchauffement climatique. Malgré les accords de Kyoto (1997) qui visent à réduire les émissions de gaz à effet de serre, la situation perdure : les émissions globales de ces gaz ne cessent d'augmenter chaque année et cette tendance n'est pas prête de s'inverser !

Le secteur des transports représente un enjeu stratégique de premier plan sur le long terme en matière de maîtrise de ses émissions de gaz à effet de serre. Mécaniquement liées à la combustion des carburants, les émissions de CO_2 liées aux transports dépendent fortement de la circulation routière. Dans ce domaine, ces émissions ont connu, en France, une croissance modérée. Entre 1990 et 2007 les émissions de CO_2 ont augmenté de 14,4% pour une croissance de 29,5% de la circulation routière (tous véhicules confondus). Au niveau mondial, sur les cinq dernières années, les émissions de gaz à effet de serre ont crû au rythme de 3 à 4% par an. D'après les projections de l'Agence internationale de l'énergie, ces émissions vont continuer à augmenter, pour atteindre 18 Gt en 2050 dans le scénario de référence (Energy Technology Perspectives 2008, Agence internationale de l'énergie). En effet, selon ce scénario, pendant que les émissions de CO_2 du secteur des transports des pays développés vont croître de manière régulière d'ici à 2050, les mêmes émissions des pays en développement vont, quant à elles, croître de manière exponentielle. En tête de ceux-ci, la Chine et l'Inde dont les contributions atteindraient respectivement 4 Gt et 1,5 Gt en 2050.

Au-delà de cette constatation globale, le secteur des transports cache des disparités importantes. Ainsi, la part des émissions de CO_2 des Etats-Unis est estimée actuellement à 20,3%, l'Union Européenne à 16,3% et la Chine à 20,2% des émissions mondiales [DGET09]. A titre indicatif, entre 1990 et 2006, la contribution de la Chine aux rejets de CO_2 a doublé !

En France, le transport routier est le principal émetteur de CO_2 de l'ensemble du secteur avec 85% du total, loin devant l'aviation avec 15%. Le parc automobile algérien quant à lui est assez vieux, il se caractérise par une consommation importante de carburant et par conséquent une forte émission de gaz à effet de serre.

A la question, “Quels sont les principaux outils disponibles pour réduire les émissions de gaz à effet de serre des transports ?” et au-delà de l’amélioration des véhicules existants et des carburants classiques, des réponses existent pour diminuer la facture CO_2 des automobiles comme par exemple, *l’optimisation des propriétés aérodynamiques*.

Bien qu’un certain nombre de compromis techniques soient nécessaires, améliorer les performances aérodynamiques diminue l’énergie nécessaire au déplacement et, par suite, la consommation et les émissions polluantes. La réduction de la résistance à l’avancement sera une nécessité d’importance croissante dans les années à venir pour le secteur des transports. L’amélioration des performances aérodynamiques est susceptible d’apporter une contribution non négligeable à la consommation d’énergie, et par suite, à la réduction des émissions polluantes.

De nouvelles solutions technologiques en rupture sont donc nécessaires pour envisager de nouveaux progrès et satisfaire aux normes environnementales de plus en plus strictes. Les solutions actuellement à l’étude visent à développer des dispositifs de contrôle actif afin d’améliorer les performances aérodynamiques des véhicules. L’utilisation des techniques de contrôle d’écoulement s’avère prometteuse en aérodynamique automobile. Des réductions allant jusqu’à 15% du C_x ont ainsi été obtenues correspondant à une réduction de l’ordre de 10 gr de CO_2 par kilomètre.

Cette étude est une contribution expérimentale au contrôle de l’écoulement associé aux écoulements décollés se développant à l’arrière des véhicules automobiles. Dans cette perspective, le travail présenté repose sur une étude, réalisée en soufflerie, du contrôle de l’écoulement à l’arrière d’un modèle générique de véhicule automobile appelé “Corps de Ahmed”. Les dispositifs de contrôle utilisés ont été développés in situ sur une base d’actionneurs piézoélectriques et permettent ainsi de réaliser des jets synthétiques similaires à ceux développés dans le cadre de la thèse de Cédric Leclerc. Une stratégie de contrôle par jets synthétiques en plusieurs points est réalisée et montre l’efficacité d’un tel dispositif.

Cette thèse en cotutelle a été réalisée en collaboration entre l’équipe DF2T du Laboratoire TEMPO de l’université de Valenciennes et le Laboratoire de Mécanique des Fluides de l’École Militaire Polytechnique d’Alger. Ces travaux s’inscrivent tout naturellement dans le cadre du GDR³ “Contrôle des décollements” et dans la recherche en direction des applications du transport terrestre, notamment par le biais du CPER⁴ CISIT⁵ qui a permis de financer en partie cette étude.

Le mémoire se divise en cinq parties :

La première concerne les éléments bibliographiques. Elle présente le modèle générique de véhicule automobile utilisé ainsi que les propriétés aérodynamiques inhérentes à l’origine de la traînée aérodynamique. Elle décline aussi les moyens de contrôle potentiels en insistant sur le contrôle par jets synthétiques utilisé par la suite dans cette étude.

3. Groupement De Recherche

4. Contrat de Projets État-Région

5. Campus International pour la Sécurité et l’Intermodalité dans les Transports

La deuxième partie est quant à elle dédiée aux moyens de mesures et d'essais mis en œuvre dans le cadre de cette thèse. On s'attachera également à présenter les différentes maquettes instrumentées, ainsi que les dispositifs de contrôle par jets synthétiques.

La troisième partie vise à étudier l'écoulement de référence à l'arrière du corps de Ahmed. Cette caractérisation spatio-temporelle se focalisera principalement sur les zones décollées à l'arrière du corps en vue de mettre en évidence certaines fréquences naturelles liées à des phénomènes de détachement tourbillonnaire ou de battement.

La quatrième partie s'intéresse à la caractérisation des jets synthétiques hors soufflerie. Leurs réponses dynamiques ainsi que leurs évolutions temporelles seront étudiées en détail.

La cinquième met en avant les résultats concernant la réduction de traînée par jets synthétiques sur le corps de Ahmed.

Nous montrerons, au terme de ces cinq parties, que de nombreuses perspectives d'études sont envisageables dans la continuité de ces travaux.

Éléments bibliographiques

Ce chapitre comprend deux volets. Le premier consiste à faire une synthèse des différents travaux concernant l'étude de l'écoulement autour d'un modèle générique de véhicule automobile appelé "Corps de Ahmed", en particulier dans sa version à 25° . Le corps est tout d'abord présenté d'une manière générale. L'écoulement autour du corps est ensuite décrit en moyenne et d'un point de vue instationnaire au travers des différentes structures composant le sillage. Les liens entre ces différentes structures et la traînée du corps seront aussi clairement explicités. Le second volet est quant à lui dédié à l'état de l'art sur le contrôle d'écoulement employé sur cette géométrie. Les différents dispositifs et moyens de contrôle sont également détaillés, en insistant plus particulièrement sur le contrôle par jets synthétiques.

1.1 Avant propos

L'écoulement qui se développe autour d'un véhicule automobile est pleinement turbulent et tridimensionnel, de plus le faible allongement de la géométrie ne permet pas de négliger les effets de bord. Les zones de décollement d'air sont nombreuses (figure 1.1(a)) et apparaissent essentiellement aux endroits où la géométrie du véhicule présente des singularités (changement de pente, changement d'épaisseur, appendices divers,...), la formation de structures tourbillonnaires et l'apparition de ces zones de décollement sont principalement responsables de la traînée aérodynamique, comme nous le verrons par la suite. Parmi ces multiples zones de décollement, l'écoulement de soubassement et le sillage formé à l'arrière du véhicule sont les plus importantes sources de traînée aérodynamique (figure 1.1(b)).

Dans ce sens, plusieurs travaux ont été consacrés à l'étude de l'aérodynamique des mécanismes de décollement notamment sur la partie arrière des véhicules (culot et lunette arrière). Ainsi, plusieurs modèles géométriques de véhicule simplifié ont vu le jour (figure 1.2). Une géométrie simplifiée permet en effet de s'intéresser à l'écoulement en faisant abstraction des nombreuses sources de perturbation telles que les roues et la partie avant (montants latéraux du pare-brise,...). Ces éléments peuvent en effet être spécifiques à un type particulier de véhicule et varier selon les modèles et les marques. Dans le cadre de cette étude, le modèle générique choisi est connu sous le nom de "corps de Ahmed" en référence à l'article de Ahmed *et al.* [27]. Nous allons maintenant faire une présentation

détaillée de ce corps de référence.

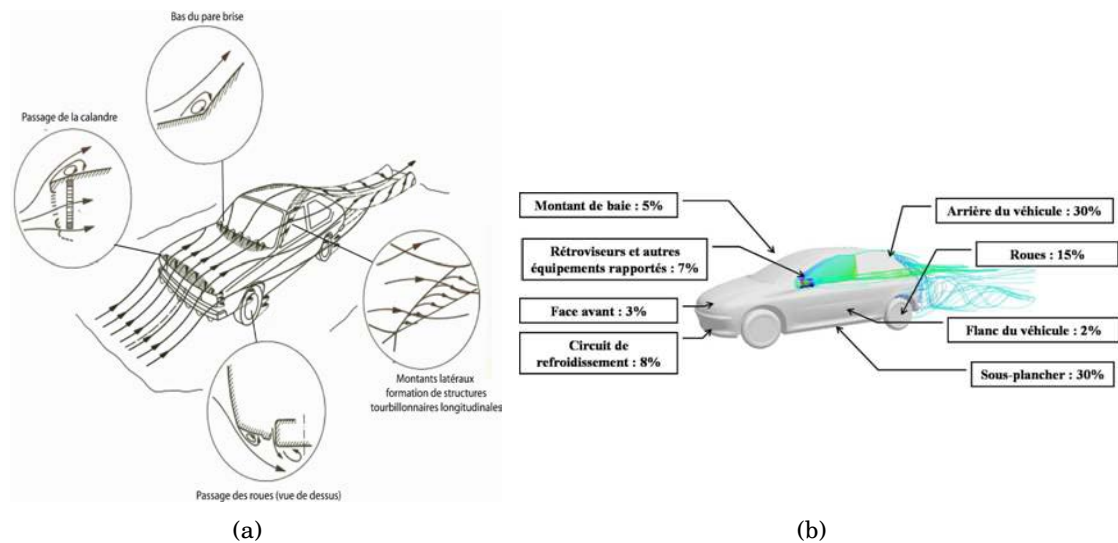


FIGURE 1.1 – Identification des zones décollées (a) Structures tourbillonnaires le long d'un véhicule automobile [1] (b) Contribution à la trainée "source PSA"

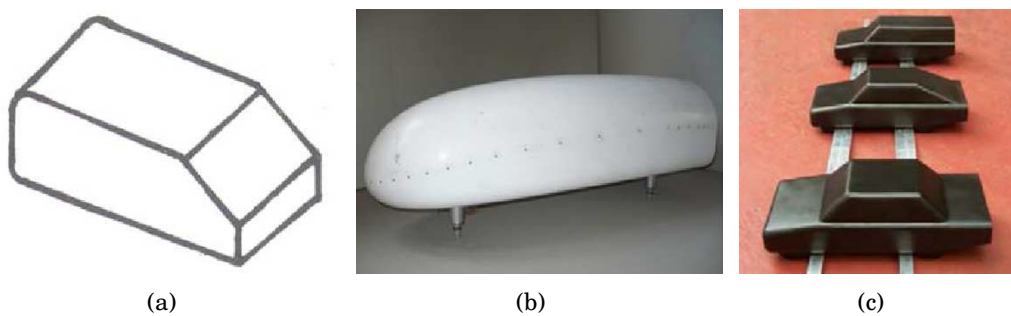


FIGURE 1.2 – Exemple de modèles génériques : (a) Corps de Morel [2], (b) Corps de Willy et (c) Maquettes du MIRA

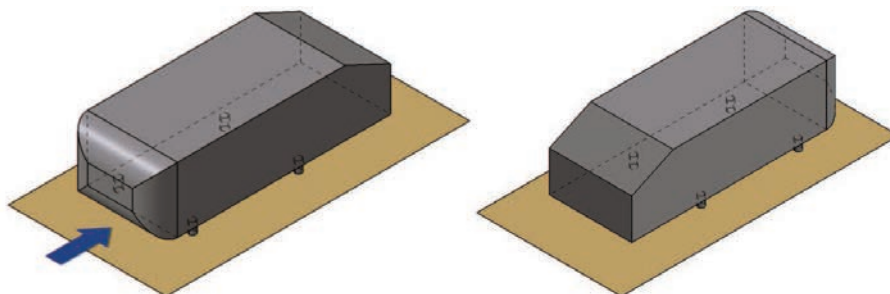


FIGURE 1.3 – Géométrie du corps de Ahmed d'après Fourrié [3].

1.2 Le corps de Ahmed : Modèle générique de véhicule automobile

Le corps de Ahmed (figure 1.3) est une géométrie simplifiée de véhicule, de type hatchback (automobile bicorps présentant un hayon). Il s'agit d'un corps parallélépipédique, de faible allongement, dont l'avant est arrondi afin de s'affranchir des structures tourbillonnaires longitudinales qui se développent en réalité sur les arêtes latérales du pare-brise, et dont l'arrière possède un angle de manière à simuler la lunette arrière d'un véhicule. La géométrie repose sur quatre pieds qui définissent la garde au sol et le soubassement est plan et lisse. Ce modèle a été défini par Ahmed [5] en faisant suite aux études de Janssen [28] et de Morel [2] sur des corps similaires.

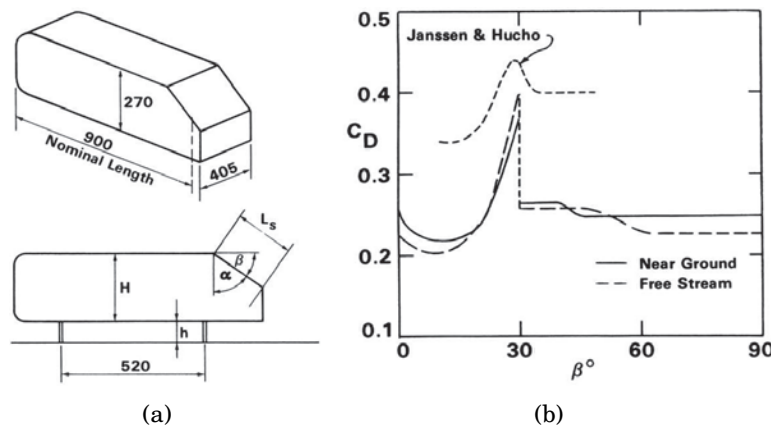


FIGURE 1.4 – Géométrie et dimensions du modèle de Morel (a) (dimensions en mm) et coefficient de traînée en fonction de l'angle d'inclinaison de lunette arrière (b), d'après Morel [2].

Le corps de Ahmed constitue aujourd'hui, outre son intérêt pour l'aérodynamique automobile, une géométrie pouvant induire un écoulement de sillage fortement tridimensionnel combinant différents types de structures décollées en interaction comme nous le verrons dans la suite de ce chapitre. La caractéristique de ce corps porte sur le fait que la topologie de l'écoulement, notamment dans le sillage du corps, est étroitement liée à la variation de l'angle d'inclinaison de la lunette arrière. A ce propos, Morel (figure 1.4), et par la suite Ahmed (figure 1.12) et ses collaborateurs ont analysé, dans les années 80, l'influence de l'angle d'inclinaison de la lunette arrière sur la topologie de l'écoulement et sur les efforts de traînée. Les résultats obtenus montrent que la traînée est majoritairement due à la traînée de pression et que celle-ci est produite en grande partie par le sillage du véhicule. Ils observent également une forte influence de l'inclinaison sur la topologie du sillage. Pour des angles d'inclinaison compris entre 0° et 12.5° , une légère réduction du coefficient de traînée est observé. Par contre pour des angles d'inclinaison compris entre 12.5° et 30° , le coefficient de traînée augmente d'une manière significative. Cette augmentation résulte d'un décollement sur le haut de la lunette qui se recolle plus bas pour former un bulbe de décollement, ce rattachement étant dû à la formation des structures tourbillonnaires longitudinales sur les arêtes latérales et l'intensité de ces structures augmente avec l'angle de l'inclinaison. Au delà d'un angle de 30° , une chute brutale de la traînée est observée et associée à un changement de topologie de l'écoulement de sillage qui devient fortement tridimensionnel, proche d'un écoulement de type culot droit.

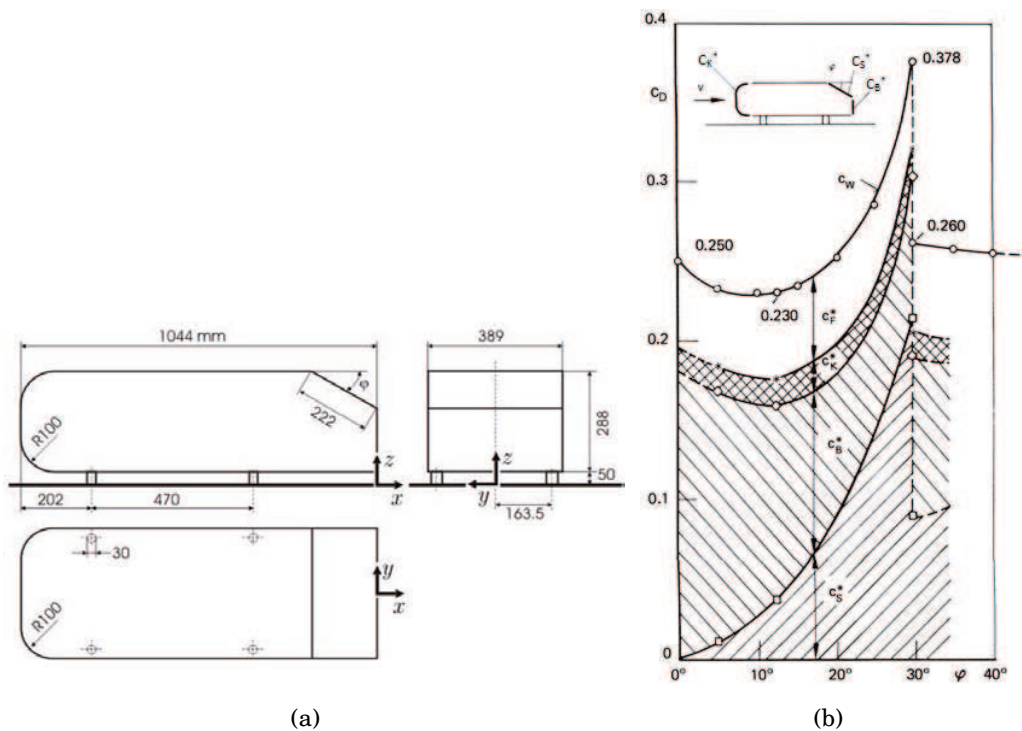


FIGURE 1.5 – (a) Géométrie et dimensions du modèle de Ahmed d’après Hinterberg [4], (b) Coefficient de traînée en fonction de l’angle d’inclinaison de lunette arrière, d’après Ahmed [5].

La configuration du corps de Ahmed avec un angle d’inclinaison de lunette arrière de 25° est la plus étudiée dans la littérature. Certaines études traitent cependant du cas à 30° , mais cette dernière configuration présente une forte instabilité de l’écoulement global comme décrit précédemment. Le choix de la géométrie pour notre étude s’est donc naturellement porté pour une configuration à 25° .

1.3 Liens entre la traînée et la topologie de l’écoulement

Après avoir défini le corps de référence utilisé dans le cadre de l’aérodynamique automobile, nous nous intéressons maintenant à définir les liens étroits qu’entretiennent la topologie de l’écoulement autour du corps et la traînée aérodynamique. La finalité étant de contrôler l’écoulement en vue de réduire la résistance à l’avancement, il paraît important de comprendre les origines de la traînée aérodynamique pour ainsi mieux la contrôler.

1.3.1 Définition et généralités

D’une façon générale, lorsqu’un corps est en mouvement dans un fluide visqueux, une résistance à l’avancement se fait ressentir. Cette résistance est due principalement à deux phénomènes, l’un lié au frottement du fluide à la paroi, appelé traînée de frottement (résultante des contraintes tangentielles à la paroi, dues aux effets de viscosité et de turbulence), l’autre correspondant à la traînée dite de pression (résultante des contraintes normales de pression sur l’ensemble de la surface du corps).

En fonction de la forme du corps, ces deux composantes de la traînée peuvent avoir une importance relative différente, ce qui permet de définir deux catégories de solides : les corps profilés, et les corps mal profilés (ou corps épais).

Les profils d'aile constituent un cas classique de corps profilés. Lorsqu'un solide de ce type est immergé dans un écoulement, les lignes de courant suivent la surface du corps. Il en résulte un sillage de faibles dimensions, avec une recompression rapide de l'écoulement en aval, conduisant à une résultante des pressions projetée dans la direction de l'écoulement négligeable et donc à une traînée principalement due aux effets de frottement.

A l'inverse, pour les corps épais, les lignes de courant ne suivent pas entièrement la surface du corps. Les gradients de pression adverses mis en jeu dans les zones de recompression sont en général trop importants et entraînent des décollements de couche limite. Ces décollements génèrent alors un sillage de taille importante, empêchant une recompression totale de l'écoulement. La différence de pression entre l'avant et l'arrière du corps est alors très importante, et la traînée de pression devient majoritaire par rapport à la traînée de frottement.

Le corps de Ahmed rentre dans la catégorie des corps mal profilés et nous amènera donc à nous intéresser de plus près au phénomène de décollement.

1.3.2 Bilan de quantité de mouvement

Pour faire le lien entre la traînée aérodynamique et la topologie de sillage du corps de Ahmed, nous allons suivre la démarche décrite en particulier par Van Dam [29]. L'idée étant d'obtenir la traînée subie par le corps à partir de l'intégration d'un bilan de quantité de mouvement. Cette démarche a été appliquée précédemment à l'écoulement autour du corps de Ahmed par différents auteurs, notamment par Onorato [30], ou plus récemment par Rouméas [31] et par Fourrié et al. [3].

D'après ce dernier auteur, l'effort de traînée¹ peut être décomposé sous la forme suivante :

$$F_x = \frac{1}{2}\rho U_\infty^2 S_{frontale} [C_{xP_i} - C_{xdU} + C_{x\Omega} + C_{x\tau_{xx}} - C_{xR_{xx}} - C_{x\tau_{xz}}] \quad (1.1)$$

avec

$$C_{xP_i} = \frac{1}{S_{frontale}} \iint_{S_{2PIV}} \frac{P_{i\infty} - \bar{P}_i}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} dS \quad (1.2)$$

$$C_{xdU} = \frac{1}{S_{frontale}} \iint_{S_{2PIV}} \left(1 - \frac{\bar{U}_x}{U_\infty}\right)^2 dS \quad (1.3)$$

$$C_{x\Omega} = \frac{1}{S_{frontale}} \iint_{S_{2PIV}} \left(\frac{\bar{U}_y^2}{U_\infty^2} + \frac{\bar{U}_z^2}{U_\infty^2}\right) dS \quad (1.4)$$

$$C_{x\tau_{xx}} = \frac{1}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 S_{frontale}} \iint_{S_{2PIV}} 2\mu \left(-\frac{\partial \bar{U}_y}{\partial y} - \frac{\partial \bar{U}_z}{\partial z}\right) dS \quad (1.5)$$

1. Détaillé en Annexe 2

C_{xP_i}	C_{xdU}	$C_{x\Omega}$	$C_{x\tau_{xx}}$	$C_{xR_{xx}}$
53.6%	31.5%	9.6%	0.00061%	5.4%

TABLE 1.1: Contributions des différents termes de l'évaluation du coefficient de traînée à la somme absolue des différents termes pour un corps d'A Ahmed à -25° .

$$C_{xR_{xx}} = \frac{1}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 S_{frontale}} \iint_{S_{2PIV}} \overline{\rho u'^2} dS \quad (1.6)$$

$$C_{x\tau_{xz}} = \frac{1}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2 S_{frontale}} \iint_{S_{sol}} \tau_{xz} dS \quad (1.7)$$

Le coefficient de traînée peut ainsi s'écrire :

$$C_x = C_{xP_i} - C_{xdU} + C_{x\Omega} + C_{x\tau_{xx}} - C_{xR_{xx}} - C_{x\tau_{xz}} \quad (1.8)$$

Cette expression traduit en réalité la perte d'énergie portée par le fluide entre l'entrée et la sortie du volume de contrôle, ressentie du fait d'une perte de pression totale (1.2), d'un déficit de vitesse longitudinale (1.3), de la création de vitesse verticalement et transversalement (1.4), de l'apparition de frottement visqueux supplémentaire (1.5) et d'énergie turbulente longitudinale (1.6), et enfin de la perte d'énergie par frottement fluide sur le sol (1.7).

La table 1.1 recense les différentes contributions [3] de chacun des termes à la somme absolue des termes pour un corps de Ahmed à 25° . Les deux termes prépondérants sont les termes C_{xP_i} et C_{xdU} , ils correspondent à la plus grande partie de l'expression de la traînée. Les termes $C_{x\Omega}$ et $C_{xR_{xx}}$, bien qu'inférieurs aux deux premiers termes, participent de manière non négligeable à l'évolution du terme de traînée.

Il est évidemment indispensable de considérer les phénomènes d'interaction entre structures, cependant, la disparition ou l'affaiblissement de certaines structures décollées peut entraîner une diminution significative du C_x (notamment des contributions C_{xP_i} et $C_{x\Omega}$). A la lumière de cette première approche, nous allons par la suite nous intéresser plus en détail à la topologie de sillage du corps de Ahmed au travers des différentes études présentes dans la littérature.

1.4 Nature de l'écoulement autour d'un corps de Ahmed à 25°

Comme nous venons de le voir, la connaissance de la topologie de l'écoulement de sillage revêt une importance considérable dans la perspective du contrôle d'écoulement en vue d'une réduction de traînée. Deux points sont cependant à considérer : la topologie moyenne de l'écoulement à l'arrière du corps, mais aussi les aspects instationnaires, car il faut garder à l'esprit que l'ensemble des structures décollées forme un système dynamique en perpétuel mouvement et présentant de fortes interactions.

1.4.1 Topologie de l'écoulement en moyenne

La topologie moyenne de l'écoulement formé à l'arrière du corps de Ahmed avec une lunette inclinée à 25° est constituée principalement de trois groupes de structures différentes (figure 1.6) :

- Un bulbe décollé se développant sur la surface de la lunette
- Deux structures longitudinales contrarotatives (STL1 et STL2) se formant sur les arêtes latérales
- Deux cellules décollées contrarotatives à l'arrière du culot formant une structure de forme torique (T)

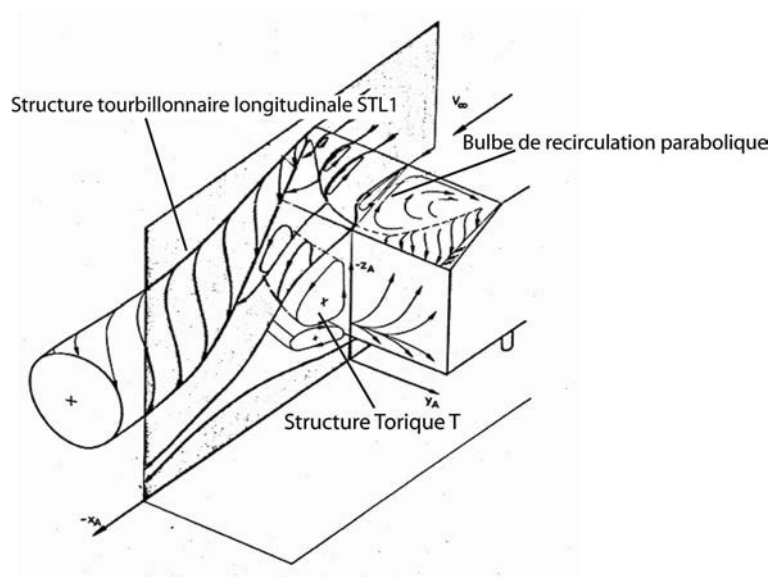


FIGURE 1.6 – Topologie moyenne de l'écoulement [5]

L'inhomogénéité spatiale des structures ainsi que leurs interactions donnent à l'écoulement un caractère tridimensionnel complexe qui rend l'étude de l'écoulement associé particulièrement difficile tant d'un point de vue numérique qu'expérimental. Un certain nombre d'études ont permis toutefois une caractérisation précise des différentes structures que l'on se propose de détailler maintenant.

Structure décollée sur la lunette

Le décollement sur la lunette arrière est issu de la rupture de pente brutale entre le pavillon et la lunette. Lorsque l'écoulement provenant du pavillon arrive au niveau de l'arête entre le pavillon et la lunette, ce dernier rencontre une singularité géométrique et décolle de la paroi. L'écoulement est ensuite rattaché à la surface de la lunette arrière et forme alors dans le plan médian une zone de recirculation (figure 1.7). Cette topologie est classiquement retrouvée dans toutes les études expérimentales (Thacker [6], Joseph [25]) et numériques (Leclerc [18], Krajnović [32]) portant sur l'étude du corps de Ahmed à 25° .

Néanmoins, si beaucoup de travaux sont en accord avec le recollement complet tel qu'il

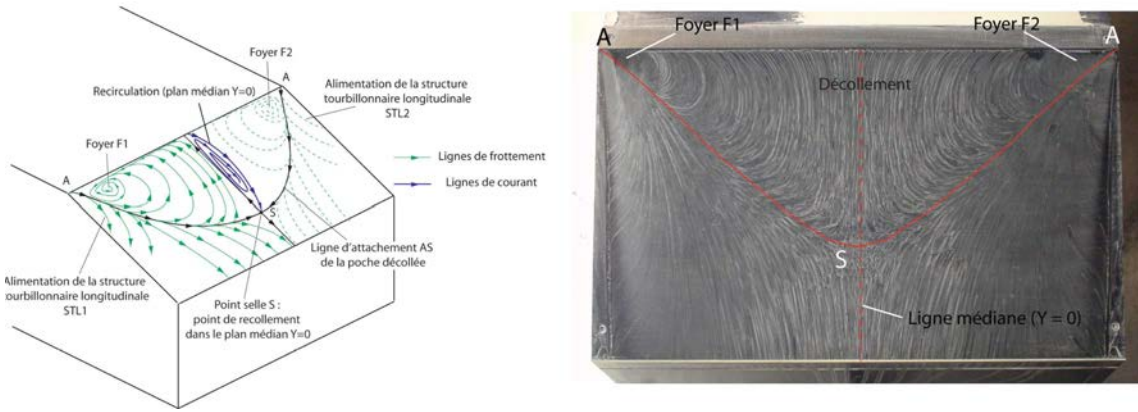


FIGURE 1.7 – Description schématique du bulbe décollé sur la lunette avec la visualisation par enduit visqueux correspondante, d’après Thacker [6].

est décrit par Ahmed, la taille de cette zone décollée varie significativement en fonction des auteurs. Le Tableau 1.2 synthétise les valeurs rencontrées dans la littérature pour un nombre de Reynolds avoisinant les 2.8×10^6 . L_L et L_R désignent respectivement la longueur de la lunette et la longueur de la bulle de recirculation dans le plan médian. Ces variations peuvent en partie être expliquées par le fait que la taille du bulbe décollé est très sensible à la qualité géométrique de la rupture de pente entre le pavillon et la lunette. Thacker [6] a mis en évidence cette forte sensibilité en émoissant l’arête et a constaté à la fois une réduction significative de la taille du bulbe décollé et une réduction de la traînée (figure 1.8). Une attention particulière doit donc être prise concernant la réalisation de cette rupture de pente sur maquette. En effet, le bulbe décollé étant en interaction forte avec les tourbillons longitudinaux, prenant naissance aux sommets de cette rupture de pente, la topologie de l’écoulement peut donc par conséquent être fortement affectée.

Auteurs	Leclerc [18]	Thacker [6]	Rouméas [33]	Joseph [25]
$Re_H (10^6)$	2.8	2.9	2.8	2.8
$L_R/L_L (%)$	80	72	99	55
C_X	0.32	0.39	0.31	0.31

TABLE 1.2: Synthèse des longueurs de bulbes décollés pour différents auteurs avec leurs C_X associés.

Structures tourbillonnaires longitudinales

Les structures tourbillonnaires longitudinales sont principalement formées par l’enroulement de l’écoulement provenant des faces latérales du corps de Ahmed. La dépression qui se crée sur la surface de la lunette arrière entraîne une déviation de l’écoulement latéral vers les arêtes, qui s’enroule sur lui même pour former sous l’effet de la vitesse d’avancement, des structures de type jet tournant contrarotatif. Ces structures ont été mises en évidence par de nombreux auteurs, on peut notamment citer les travaux de Beaudoin [7], qui a réalisé des visualisations par cavitation (figure 1.9(a)), mais aussi plus récemment ceux de Thacker [6] qui utilise la PIV. Tous ces travaux décrivent très finement

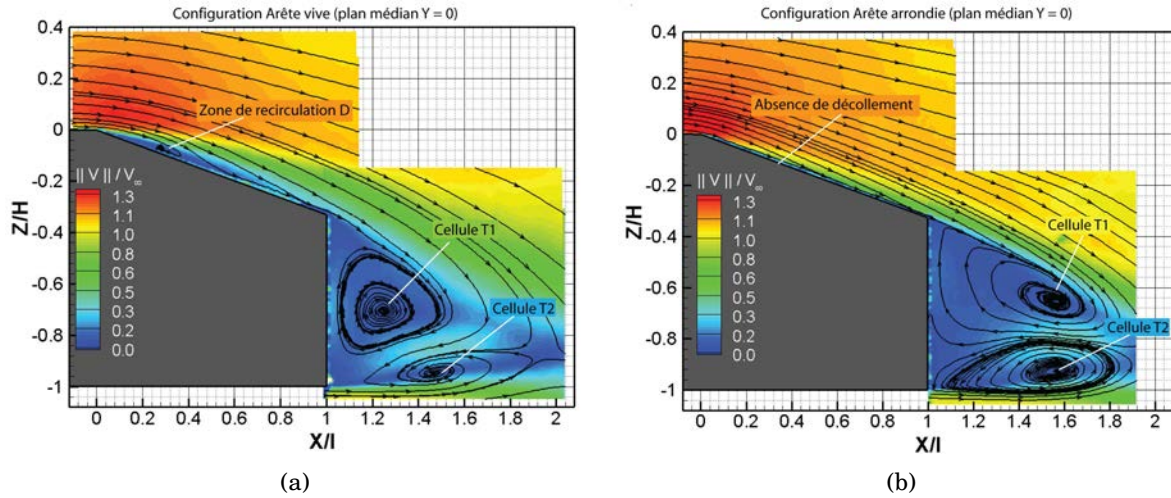


FIGURE 1.8 – Champs de vitesse moyenne obtenus par PIV dans le plan de symétrie (a) configuration arête vive, (a) configuration arête arrondie, d'après Thacker [6].

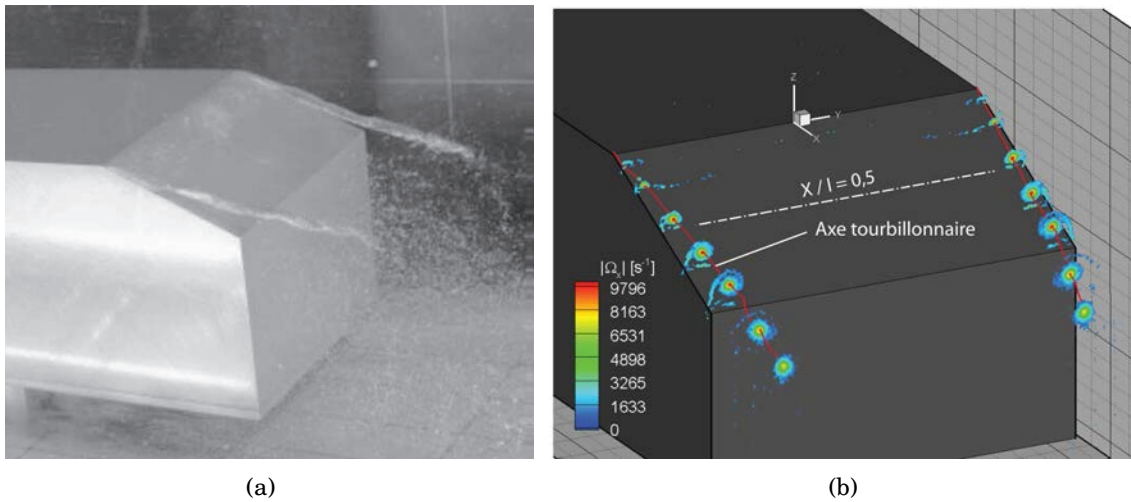


FIGURE 1.9 – (a) Visualisation de l'axe tourbillonnaire par cavitation, d'après Beaudoin et al. [7], (b) Représentation de l'axe tourbillonnaire par Thacker [6].

la position des axes tourbillonnaires (figure 1.9(b)). La structure des tourbillons a aussi été affinée par Spohn et Gilliéron [8], puis par Krajnović et Davidson [9], qui ont montré qu'elle se composait d'un, puis de deux tourbillons secondaires supplémentaires tournant à la façon d'un train d'engrenages (figure 1.10). D'une façon générale, la structure suit la lunette et descend ensuite vers le sol dans le sillage du corps et interagit avec les structures contrarotatives de culot.

Structures contrarotatives de culot

La structure de l'écoulement au culot est composée d'une structure torique formée par un décollement de l'écoulement à la périphérie du culot. Une coupe transversale du sillage dans le plan longitudinal médian montre que le sillage formé est composé de deux struc-

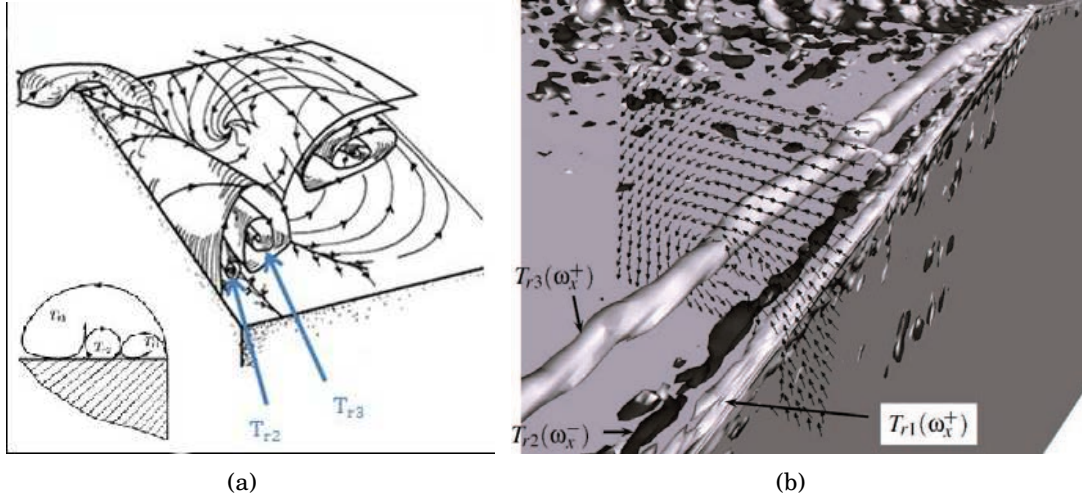


FIGURE 1.10 – (a) Structure des tourbillons longitudinaux d’après Spohn et Gilliéron [8], (b) Développement des structures tourbillonnaires longitudinales principale (TR3), secondaire (TR1) et tertiaire (TR2), d’après Krajnović [9].

tures tourbillonnaires contrarotatives T1 et T2 (figure 1.8(a)), la première structure T1 est formée par un écoulement provenant de la lunette arrière et la deuxième structure T2 de taille plus petite est alimentée par l’écoulement de soubassement.

1.4.2 Instationnarités

Après avoir décrit la topologie moyenne de l’écoulement, nous nous intéressons maintenant aux aspects instationnaires liés à la dynamique des structures décollées présentées précédemment. En effet, les différentes structures mises en jeu peuvent osciller autour d’une même position, être créées et détruites à intervalles de temps réguliers voire être advectées dans le sillage. Les caractéristiques spatio-temporelles de ces instationnarités et leur amplitude dépendent fortement des mécanismes d’instabilité mis en jeu et de leurs interactions éventuelles.

D’une façon plus générale, deux mécanismes classiques d’instabilités peuvent être rencontrés.

Le premier concerne la couche de cisaillement générée par un décollement de couche limite. Celle-ci est en effet naturellement instable et la moindre perturbation peut entraîner son enroulement et la génération de tourbillons dits de “Kelvin-Helmholtz”.

Ce mécanisme fait d’ailleurs partie du scénario de transition de la couche cisailée, qui passe d’un état 2D à 3D puis se déstabilise complètement.

- Battement de la couche cisailée : en plus de s’enrouler sur elle-même, la couche de cisaillement a un mouvement d’ensemble, plus basse fréquence, qui se traduit par des variations en volume de la zone de recirculation. Cette instabilité prend fréquemment le nom de “flapping”.

- Oscillation de la zone de recirculation : liée au développement des tourbillons de Kelvin-Helmholtz et au battement de la couche cisailée, cette instationnarité se manifeste sous la forme d’un déplacement du point de recollement au gré de l’impact des tourbillons contre la paroi.

L’autre type d’instabilité, rencontré dans le sillage de corps épais, résulte d’une instabilité globale impliquant un mécanisme d’interaction entre les deux couches cisailées qui se développent de part et d’autre du corps formant un détachement alterné de tourbillons. Cette instabilité porte le nom de “Bénard-Von Kármán”.

Dans le cas d’un décollement partiel comme celui présent sur la lunette du corps de Ahmed, l’instabilité naturelle de Kelvin-Helmholtz liée à la couche cisailée peut être perturbée par le recollement. De même, une instabilité globale de la zone décollée peut se produire, impliquant notamment un battement de la couche cisailée et une oscillation du point de recollement décrit précédemment.

Dans le cadre du contrôle d’écoulement, ces instabilités naturelles peuvent éventuellement être mises à profit par le biais d’une sollicitation extérieure appropriée (forçage en fréquence). Il apparaît donc nécessaire de s’intéresser davantage à la caractérisation des instationnarités présentes dans l’écoulement.

On retrouve dans la littérature assez peu d’études s’intéressant à ces instationnarités. La plupart de ces études rapportent cependant l’existence de fréquences caractéristiques associées aux différents mécanismes d’instabilité. Dans la mesure où les fréquences propres mises en jeu évoluent très souvent de façon quasi-proportionnelle avec la vitesse de l’écoulement, il est d’usage de les exprimer sous une forme adimensionnelle. On parle alors de fréquence réduite ou de nombre de Strouhal défini de la façon suivante : $St = f \times L / U_\infty$, où f désigne la fréquence caractéristique de l’instationnarité, U_∞ la vitesse de l’écoulement extérieur et L est comme pour le nombre de Reynolds une grandeur de référence ayant trait à la géométrie du corps ou de l’écoulement étudié. Les valeurs rencontrées dans la littérature pour cette longueur de référence sont généralement : Le maître couple du corps ($\sqrt{H_A \times l_0}$), la hauteur de la lunette (h_L) ou la hauteur du culot (h_C) correspondant respectivement aux nombres de Strouhal St_A , St_U et St_H .

D’une façon générale sur un corps d’Ahmed à 25° , les fréquences caractéristiques induites par des phénomènes dynamiques périodiques ou pseudo-périodiques sont principalement associées dans la littérature à trois mécanismes : une instabilité de culot caractérisée par un lâcher tourbillonnaire alterné de type “Bénard-Von Kármán”, un battement basse fréquence de la couche cisailée appelé “flapping” et une instabilité de Kelvin-Helmholtz induisant des détachements tourbillonnaires haute fréquence.

Dans une optique de synthèse, nous nous proposons de présenter les travaux bibliographiques sur ces mêmes mécanismes dynamiques sous forme de tableau (Voir Table 1.3).

Auteurs	Flapping	Bénard-Von Kármán	Kelvin-Helmholtz
Sims-Williams [34]	—	0.52	—
Minguez [35]	0.31	0.49	> 2
Thacker [6]	0.22	0.53	1.34
Krajnović [36]	0.27	$0.44 \dots 0.58$	—
Joseph [25]	0.36	0.54	4.28
Fourrié [3]	0.23	0.55	1.40
Boucinha [37]	0.36	—	—

TABLE 1.3: Synthèse des nombres de Strouhal (St_A), associés aux différentes instabilités, répertoriés dans la littérature sur des corps de Ahmed à 25° .

Les divers mécanismes présentés ainsi que leurs fréquences caractéristiques sont généralement bien admises dans la littérature, mais on peut noter toutefois quelques divergences concernant l'interprétation des phénomènes. Notamment concernant l'hypothèse, couramment admise dans la littérature, d'une signature fréquentielle de type Bénard-Von Kármán dans le sillage du culot. Joseph [25] émet une autre hypothèse quant au phénomène physique responsable de cette fréquence caractéristique ($St_A \approx 0.5$). Il avance l'hypothèse que cette fréquence est liée aux battements d'une structure située dans le sillage du corps proche du sol. Cette structure est engendrée par l'effet de la dépression régnant au voisinage du culot qui a pour effet "d'aspirer" le courant de soubassement. Ce mécanisme est mis en évidence par les travaux réalisés par PSA [38] (figure 1.11).

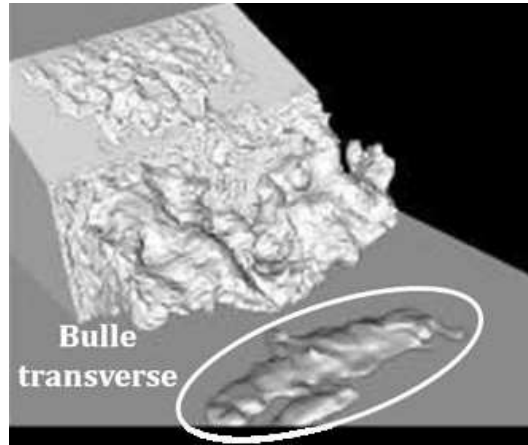


FIGURE 1.11 – Visualisation instantanée des zones de vitesse nulle, document PSA.

La littérature propose donc, malgré le peu d'études consacrées à ce sujet, des valeurs parfois très différentes de fréquences caractéristiques perçues dans l'écoulement autour du corps de Ahmed avec lunette arrière inclinée à 25° . On retiendra tout de même l'ordre de grandeur des fréquences réduites (St_A) qui se détache de la littérature, c'est-à-dire, une valeur de l'ordre de 0.25 pour le battement de la couche cisailée (flapping), supérieure à 2 pour l'émission de structures de Kelvin-Helmholtz et un nombre de Strouhal situé autour de 0.5 pour l'échappement tourbillonnaire issu des structures toriques au culot.

1.5 État de l'art sur le contrôle d'écoulement appliqué au corps de Ahmed

L'analyse du bilan de quantité de mouvement a permis de mettre en évidence les liens entre la traînée et les structures décollées, ce lien constitue un véritable levier sur lequel on peut agir en vue de contrôler l'écoulement. Après avoir détaillé la topologie de l'écoulement ainsi que les mécanismes d'instationnarités associés à la dynamique de l'écoulement, nous allons maintenant passer en revue les diverses techniques de contrôle d'écoulement permettant de réduire la traînée. L'objectif est ici de présenter un état de l'art des techniques en matière de contrôle des écoulements. Les différents aspects du contrôle en mécanique des fluides sont tout d'abord exposés, en insistant particulièrement sur le contrôle du décollement sur le corps d'Ahmed à 25° . Les différents moyens de contrôle existants sont ensuite détaillés, en s'intéressant particulièrement au contrôle par jets synthétiques et aux effets du forçage périodique.

1.5.1 Généralités

Dans la plupart des applications, on cherche à manipuler l'écoulement pour réduire la traînée, augmenter la portance, accroître le mélange de masse, de quantité de mouvement ou d'énergie, supprimer le bruit aéro-acoustique induit. Pour atteindre ces effets, il est nécessaire, pour le cas des écoulements cisailés ou confinés, de provoquer ou de retarder la transition du régime laminaire au régime turbulent, d'empêcher ou d'induire la séparation de la couche limite ou enfin d'amplifier ou d'atténuer le niveau de turbulence de l'écoulement à contrôler.

On classe généralement les méthodes de contrôle d'écoulement selon deux catégories. On parle de contrôle passif lorsque le contrôle s'effectue à partir de solutions qui ne nécessitent aucune source d'énergie, et de contrôle actif lorsque celui-ci fait intervenir des actionneurs dont le fonctionnement nécessite une source d'énergie. Suivant le but recherché, il convient de déterminer la stratégie la mieux adaptée. Dans notre cas, le contrôle sera utilisé afin de réduire la traînée aérodynamique subie par le corps de Ahmed. Nous recensons à présent, de manière non exhaustive, différentes stratégies observées dans la littérature autour de ce corps, ou de géométries approchantes.

1.5.2 Moyens de contrôle passif

Les systèmes de contrôle passifs prennent la forme d'appendices plus ou moins discrets, ajoutés au véhicule. Ces solutions peuvent se décliner selon deux groupes, hiérarchisés par rapport à leur mécanisme de contrôle. L'obstacle peut ainsi être placé au voisinage d'un point de décollement, en amont de celui-ci, pour assurer un transfert d'énergie de l'écoulement principal vers la couche limite de proche paroi afin de repousser le décollement. Il peut également servir à profiler la géométrie et éviter la formation des structures tourbillonnaires, généralement sur la partie arrière du véhicule.

Générateur de vortex

Les générateurs de vortex sont de petits obstacles placés sur la paroi en amont d'une zone de décollement, permettant d'apporter localement de l'énergie à la couche limite, de

façon à éviter ou repousser le décollement de celle-ci. L'idée consiste à générer localement un tourbillon qui favorise l'injection de quantité de mouvement prélevée dans la partie externe vers la couche limite. Comme le schématise la figure 1.12(a), issue des travaux de Aider et al. [10], la structure en fer à cheval formée par chacun des obstacles crée ainsi une paire de tourbillons longitudinaux contrarotatifs qui participent au brassage et à l'échange de quantité de mouvement.

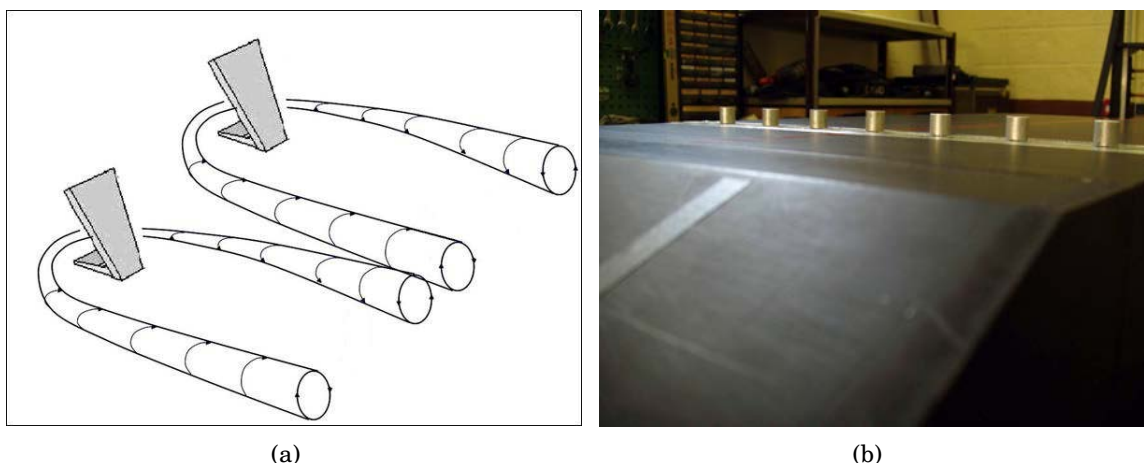


FIGURE 1.12 – (a) Principe des générateurs de vortex passifs, d'après Aider et al. [10], (b) Implantation sur maquette, d'après Pujals [11]



FIGURE 1.13 – Générateurs de vortex (a) sur Mitsubishi Lancer Evolution VIII, (b) sur C-Airlounge

Pujals [11] dispose des générateurs de vortex sur le pavillon du corps, en aval de l'arête supérieure de la lunette arrière (figure 1.12(b)). Le développement de structures tourbillonnaires longitudinales confinées sur la paroi du pavillon empêche la formation du bulbe décollé à la naissance de la lunette, et supprime donc sa contribution à l'effort de traînée. Il en résulte une diminution de cet effort de l'ordre de 10%. Il est à noter que les dispositifs de génération de vortex se retrouvent notamment sur des concept cars (figure 1.13(b)) et sur certain véhicules de série (figure 1.13(a)) où ils parviennent avec succès à réduire le décollement et la traînée du véhicule.

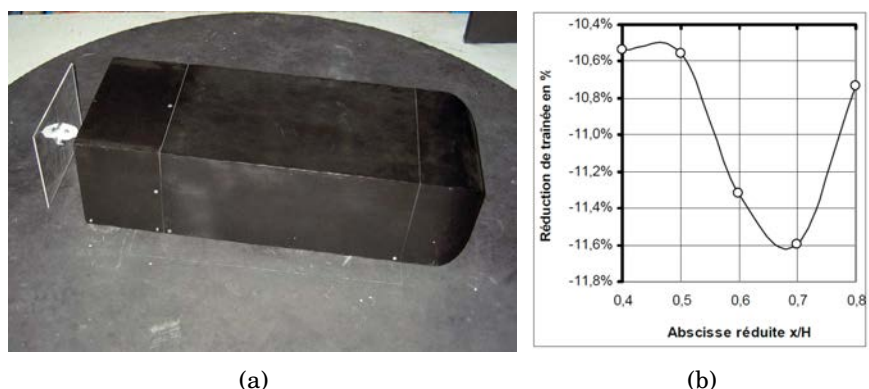


FIGURE 1.14 – Élément séparateur transversal, d'après Levallois et al. [12].

Elément séparateur transversal

L'objectif associé à ce type de contrôle est de réduire la surface transversale de sillage. Des études menées par Roshko [39] mettent en évidence l'intérêt des éléments séparateurs dans le contrôle des écoulements, pour des géométries académiques comme des cylindres. Des gains significatifs de traînée sont obtenus en plaçant des disques séparateurs en aval de la géométrie. Levallois et al. [12] ont obtenu une réduction de l'ordre de 12 % dans une configuration classique sans dérapage (figures 1.14(a) et 1.14(b)).

Elément séparateur longitudinal

Le principe de fonctionnement des plaques séparatrices longitudinales est identique à celui des plaques transversales. Comme précédemment, l'objectif est double : réduire la section de sillage et augmenter les distributions de pression au culot. Beaudoin et al. [7] ont étudié l'influence d'un contrôle par des plaques séparatrices longitudinales sur la réduction de traînée, ils ont obtenu une réduction de traînée de l'ordre de 11%. Le transport routier de marchandises constitue un exemple de solutions de types plaques séparatrices (voir par exemple les travaux de Coon et Visser [13], figure 1.15).



FIGURE 1.15 – Plaques séparatrices longitudinales sur un poids lourd d'après Coon et Visser [13].

Déflecteurs

Il s'agit ici de guider les différentes structures décollées par exemple en accentuant, comme dans le cas des travaux menés par Fourrié [3], le décollement présent sur la lunette arrière du corps de Ahmed par le biais d'un déflecteur placé sur la rupture

de pente entre le pavillon et la lunette. Les structures tourbillonnaires longitudinales étant en “compétition” avec cette zone décollée, le fait d’amplifier la zone décollée a pour effet d’empêcher ces structures longitudinales de s’enrouler. Une réduction de traînée de l’ordre de 9% est atteinte pour un angle de déflecteur de 5° . Ce contrôle s’inspire de l’étude réalisée par Beaudoin et al. [7], dans laquelle les auteurs procèdent à une étude paramétrique de l’influence de différents déflecteurs placés sur les arêtes de l’arrière d’un corps de Ahmed avec lunette arrière inclinée à 30° . En effet, Beaudoin et al. [7] placent des obstacles (déflecteurs) sur les arêtes latérales de la lunette, empêchant ainsi le développement des structures longitudinales. La réduction de traînée obtenue atteint 18%. Outre la disparition des structures longitudinales, les auteurs associent ce gain à la suppression de la dépression sur la lunette induite par ces structures, permettant à l’écoulement de basculer à une configuration similaire à celle observée par Ahmed [27] pour un angle d’inclinaison de lunette supérieur à 30° .

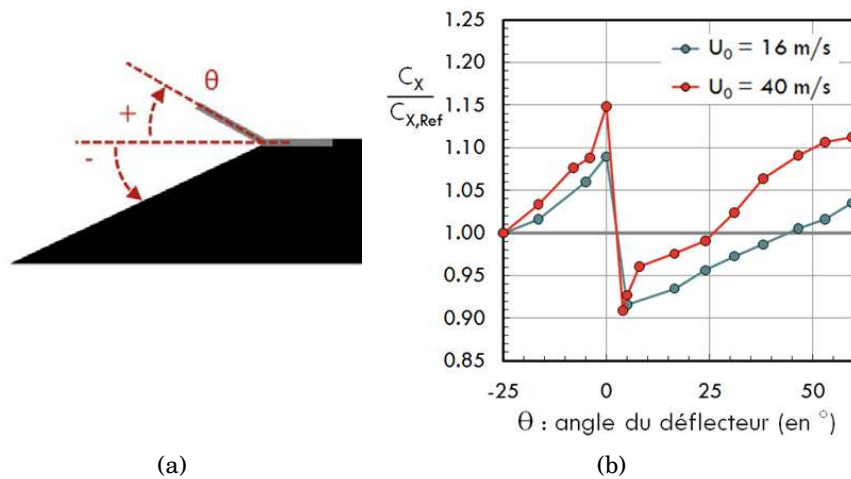


FIGURE 1.16 – (a) Schéma du dispositif de contrôle, (b) Réduction de traînée en fonction de l’angle d’incidence du déflecteur.

Parois poreuses

D’autres techniques de contrôle ont également vu le jour plus récemment, telle que l’adjonction de parois poreuses. Ces surfaces modifient localement le développement de la couche limite et donc influencent la formation des décollements (voir par exemple les travaux de Bruneau et al. [19, 40] sur corps de Ahmed).

1.5.3 Moyens de contrôle actif

Les systèmes de contrôle actifs permettent d’introduire de l’énergie dans l’écoulement, sous forme de quantité de mouvement, de façon à modifier la structure de l’écoulement. Cet apport de quantité de mouvement permet en particulier de retarder le développement de la couche limite et de repousser son décollement. L’énergie nécessaire est fournie par une source extérieure à l’écoulement (source électrique, mécanique, voire même thermique...). Le contrôle actif est donc potentiellement moins rentable que le contrôle passif, mais il est moins encombrant et plus discret, ce qui améliore les perspectives d’application sur un

véhicule de série ou le design prime fortement sur les artifices aérodynamiques rapportés.

Les actionneurs utilisés pour ce type de contrôle sont des dispositifs dont le but est d'exciter localement l'écoulement afin d'obtenir une modification plus large de celui-ci. Il existe de nombreuses manières pour classer les actionneurs aussi bien par type (fluidique, mécanique, plasma, etc.) que par schéma fonctionnel (piézoélectrique, électrodynamique, etc.). Quelle que soit la classification, plusieurs caractéristiques retenues sont communes pour tous les actionneurs. A l'opposé d'un capteur qui ne doit pas être intrusif, un actionneur doit être par définition intrusif pour produire une perturbation efficace. Sa caractéristique la plus importante étant son aptitude à pouvoir changer l'écoulement.

Actionneurs mécaniques à parois mobiles

Une solution permettant d'apporter de la quantité de mouvement à l'écoulement consiste à forcer l'écoulement en assurant un mouvement de la paroi. Le mécanisme de contrôle de ce type de solution dépend alors naturellement du mouvement imposé à la paroi, et en particulier de l'amplitude de ce mouvement. L'utilisation de cylindres tournants placés au niveau d'un point de décollement permet, de part leur rotation, d'accélérer localement le fluide à la paroi et d'apporter de la quantité de mouvement à l'écoulement. La couche limite s'amincit sous l'effet de cet apport d'énergie et résiste mieux au gradient de pression adverse (Modi et al. [41] et Beaudoin [7]).

Actionneurs plasmas

Le contrôle par décharges de plasma est un autre exemple de techniques nécessitant de l'énergie pour fonctionner. Les actionneurs plasma provoquent en effet un déplacement d'air "vent ionique" en l'ionisant grâce à des tensions électriques très importantes (de l'ordre de la dizaine de kV). Bien que ces actionneurs présentent de nombreux avantages, ils nécessitent des générateurs de tension électrique encombrants, lesquels ne pouvant pas à l'heure actuelle être embarqués. De plus, les vents générés ne dépassent pas les $10m.s^{-1}$, ce qui reste encore trop faible pour une application dans l'industrie automobile. Les travaux de Boucinha [37] sur corps de Ahmed n'ont pas mis en évidence de fortes réductions de traînée. Il faut noter que cette technique est très énergivore !

Les techniques de contrôle actif sont donc très diversifiées, cependant, une grande part de la recherche se focalise actuellement sur les différents types de contrôle par jets.

Actionneurs fluidiques

Dans le domaine automobile, l'avantage évident de ces actionneurs est qu'ils sont pratiquement invisibles pour l'utilisateur. L'intérêt est alors très grand du point de vue du design, puisque qu'il devient, en quelque sorte, libéré des contraintes aérodynamiques. Le contrôle par jets, en s'affranchissant d'appendices visibles, devrait donc dans l'idéal permettre de rendre aérodynamiques des formes qui ne le sont pas. On distingue généralement quatre types de contrôle fluidique par jets :

1. **Soufflage continu** : la technique de contrôle par soufflage continu consiste à injecter de la quantité de mouvement, et donc de l'énergie, dans l'écoulement, et plus

précisément en proche paroi. L'effet du soufflage sur la réduction de la traînée sur un corps d'A Ahmed fut analysé par Rouméas [33]. Une valeur optimale de soufflage voisine de l'ordre de la moitié de la vitesse extérieure a permis une réduction de traînée significative de 20%.

2. **Aspiration continue** : pratiquée à la paroi, elle permet d'extraire du fluide de l'écoulement. Les zones basse vitesse de la couche limite peuvent ainsi être supprimées, mais cette action peut également cibler des structures tourbillonnaires entières. Rouméas [33] a appliqué un contrôle par aspiration localisé sur la lunette arrière d'un corps d'A Ahmed type culot incliné de 25° . Les résultats obtenus montrent que la zone décollée est totalement supprimée pour une vitesse d'aspiration correspondant à 0.6 fois la vitesse de l'écoulement amont. Elle permet d'améliorer les performances aérodynamiques de la géométrie, avec 17% de réduction de traînée.
3. **Jets pulsés** : le soufflage pulsé correspond à un soufflage continu intermittent, alternant phases de soufflage et phases de repos. Les travaux de Joseph [25], montrent une réduction de traînée de l'ordre de 12.5%. Il constate que pour les stratégies de contrôle au point de décollement, la fréquence de forçage semble être un paramètre clé contrairement aux stratégies en amont où la réduction de traînée dépend plutôt de la quantité de mouvement injectée. Deux types d'actionneurs MEMS développés par la société FLOWDIT[®] sont testés (avec sortie convergente ou divergente) dans cette étude liée au projet CARAVAGE.
4. **Jets synthétiques** : le jet synthétique est un cas particulier de jet pulsé avec un débit nul. Celui ci fera l'objet d'une attention particulière et sera développé plus en détail par la suite.

1.6 Une mise au point sur les jets synthétiques

1.6.1 Principe de fonctionnement

Le jet synthétique (figure 1.17) se caractérise par une alternance périodique entre les phases d'aspiration et de soufflage. Cette alternance est généralement générée par une membrane oscillante, pilotée par un système piézoélectrique ou électromagnétique, dans une cavité reliée à l'écoulement par un orifice étroit. Le contrôle des écoulements et des décollements aérodynamiques par jets alternés offre des perspectives très intéressantes en termes d'efficacité énergétique.

Le jet synthétique permet selon l'application, d'augmenter le mélange dans une couche limite, d'orienter les jets ou d'apporter de la quantité de mouvement et donc de retarder les décollements tout en fonctionnant à débit moyen nul. Par une approche numérique et expérimentale, Batikh [42] a caractérisé le jet synthétique seul et en présence d'un écoulement transversal et a mis notamment en évidence la capacité de ce type d'actionneur fluide à contrôler un décollement sur une rampe. D'autres études numériques et/ou expérimentales, sur rampe (oscillateurs fluidiques, exp. Ghazlani [43] et jets synthétiques, LES, Dandois [44]) ou sur le corps de Ahmed (Leclerc [18]) ont permis de souligner les per-

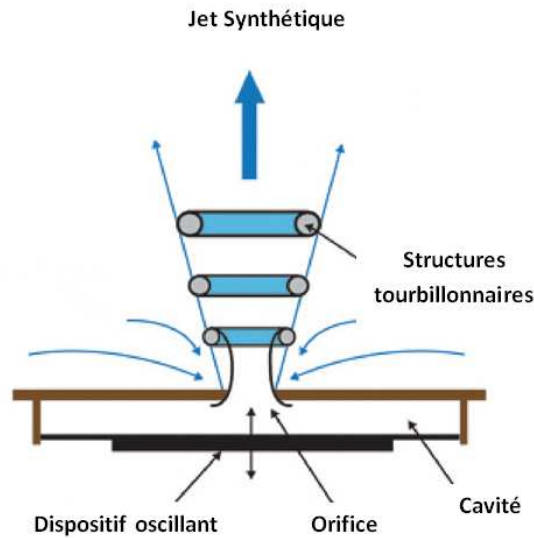


FIGURE 1.17 – Représentation schématique du jet synthétique.

formances des jets synthétiques en vue du contrôle des décollements. L'intérêt de ce type de contrôle est alors triple : la phase d'aspiration aspire la couche limite, la phase de soufflage injecte de la quantité de mouvement dans la couche limite et l'alternance des deux phases génère des tourbillons de petite dimension, advectionnés par l'écoulement principal, qui interagissent ensuite avec l'écoulement à contrôler. La génération de jets synthétiques peut être réalisée par le biais de différents types d'actionneurs.

1.6.2 Différentes technologies d'actionneurs de jets synthétiques

Dans la littérature, différents types de solutions technologiques existent en termes de conception d'actionneurs permettant la génération de jets synthétiques. On trouve une large variété d'actionneurs, qui peuvent se regrouper en trois catégories, les dispositifs piézoélectriques (Smith et Glezer [24], Mallinson et al. [45], Crook et al. [46], Chen et al. [17], Schaeffler et al. [23]), mécaniques (Rediniotis et al. [47], Crook et Wood [48], Crittenden et Glezer [49]) et acoustiques (Erk [50], McCormick [51], Tesař et al. [16]). La figure 1.18 illustre les trois types d'actionneurs.

Notons que la vitesse d'expulsion d'un actionneur utilisant un moteur à piston augmente linéairement avec la fréquence. Par contre, pour un diaphragme actionné par un piézoélectrique, la vitesse de sortie dépend de sa résonance. En contrepartie, ce dernier dispositif est beaucoup moins encombrant et plus simple à mettre en oeuvre. De plus l'énergie nécessaire à son fonctionnement est très faible. Les jets synthétiques sur base d'actionneurs piézoélectriques sont développés depuis une vingtaine d'années et ont été testés sur de nombreuses configurations, notamment en vue de contrôler les décollements sur des rampes (Jerkins et al. [14]), des corps profilés (Chen et al. [17], figure 1.19) et plus récemment sur des corps épais (Leclerc [18], figure 1.20). C'est d'ailleurs sur le modèle de cette dernière configuration que nous avons conçu notre dispositif de contrôle.

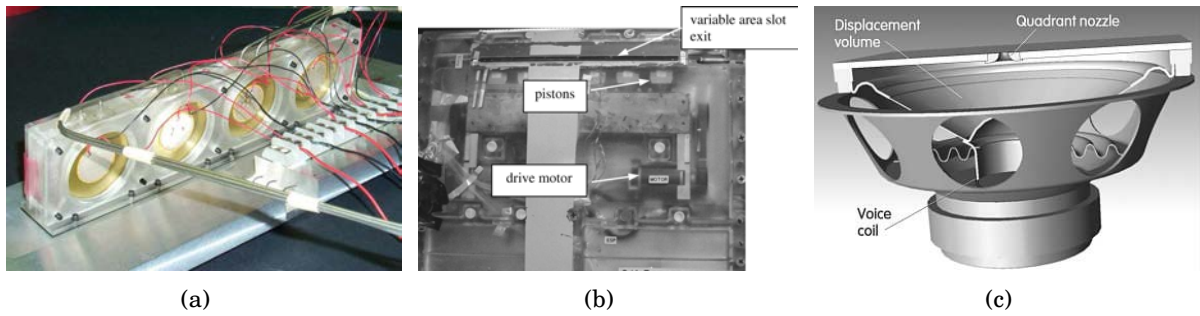


FIGURE 1.18 – Différents types d'actionneurs (a) Piézoélectrique, d'après Jenkins et al. [14] (b) Mécanique, d'après Traub et al. [15] (c) Acoustique, d'après Tesař et al. [16].



FIGURE 1.19 – Dispositif de jets synthétiques sur base d'actionneurs piézoélectrique sur corps profilé, d'après Chen et al. [17] (a) actionneur (b), intégration sur maquette.

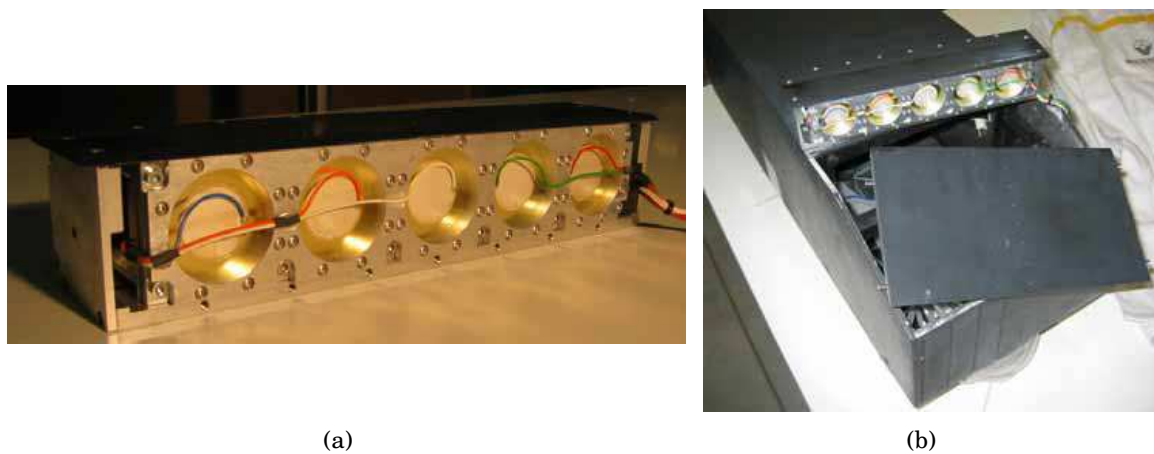


FIGURE 1.20 – Dispositif de jets synthétiques sur base d'actionneurs piézoélectriques sur corps épais, d'après Leclerc [18] (a) actionneur (b), intégration sur un corps de Ahmed.

1.6.3 Les paramètres dimensionnants d'un jet synthétique

Différentes références de vitesse caractéristique

Il existe dans la littérature plusieurs vitesses caractéristiques possibles, on n'en retiendra que cinq :

- U_{max} , la vitesse maximale au centre du jet,
- \overline{U}_j , la vitesse du jet moyennée spatialement et temporellement sur l'orifice et la durée du soufflage (Utturkar et al. [52] et Holman et al. [53]),
- U_{cl} , la vitesse du jet au centre de l'orifice,
- \widehat{U} , la vitesse du jet moyennée sur la surface de l'orifice,
- U_0 , la vitesse du jet moyennée sur l'orifice, intégrée sur la durée du soufflage mais divisée par la durée d'une période (Amitay et al. [54]) ;

Nombre de Reynolds, de Stokes et longueur de pénétration

À partir de la vitesse caractéristique U_0 et de la dimension caractéristique de l'orifice d , un nombre de Reynolds peut être construit : $Re_{U_0} = U_0.d/\nu$.

Le nombre de Stokes est défini en utilisant la pulsation par : $S_j = \sqrt{2\pi.f.d^2/\nu}$ [55]. Ce nombre sans dimension compare l'épaisseur de la couche limite instationnaire dans l'orifice à la dimension de l'orifice d . Une valeur du nombre de Stokes supérieure à 10 permet d'éviter que les effets visqueux n'influencent l'écoulement dans l'orifice et est donc nécessaire à la formation du jet.

Un des paramètres importants pour la formation de paires de tourbillons est la longueur de pénétration $L_0 = \int_0^{T/2} \widehat{U}(t)dt$ avec $T/2$, la durée de la phase de soufflage. En effet, pour que la formation de paires de tourbillons soit possible, il faut que la longueur de pénétration soit suffisante pour que la vorticité générée pendant le soufflage ne soit pas r  aspir  e. Dans la littérature, on retrouve différentes valeurs de L_0/d menant à la formation d'un jet synthétique au travers une fente (2.3 pour Smith et Swift [56], 3.6 pour Yehoshua et Seifert [57] et 3.1 pour Holman et al. [53]).

1.6.4 Les nombres adimensionnés liés à l'interaction des jets synthétiques

Le jet synthétique peut être caractérisé par deux nombres sans dimension, liés pour l'un à la fréquence d'oscillation du jet et pour l'autre à la quantité de mouvement injectée par celui-ci.

On définit donc une fréquence adimensionnée par $F^+ = f_j/f$ avec f_j la fréquence du jet synthétique et f une fréquence caractéristique de l'instabilité à contrôler. Dans le cas d'instabilités de type Bénard-Von Kármán (figure 1.21(a)), la fréquence à considérer est liée à la hauteur du corps, $f = U_\infty/H_A$. Dans le cas d'instabilités de type Kelvin-Helmholtz (figure 1.21(b)), la fréquence à considérer est liée à l'épaisseur de la couche de cisaillement, prise égale à 4 fois l'épaisseur de la couche limite amont, $f = U_\infty/(4\delta)$. D'une façon générale, dans la littérature, la fréquence réduite est définie selon le critère de Bénard-Von Kármán. Cette fréquence est comprise entre 1 et 10 pour être couplée aux instabilités

naturelles de l'écoulement et donc interagir avec celles-ci.

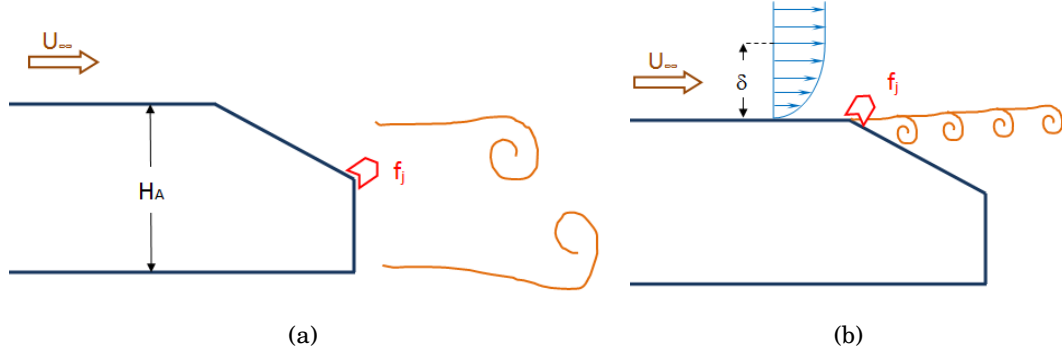


FIGURE 1.21 – Représentation schématisée des grandeurs caractéristiques de l'interaction entre jet synthétique et les instabilités de (a) Bénard-Von Kármán, (b) Kelvin-Helmholtz.

Le second paramètre utilisé pour quantifier l'interaction entre les deux écoulements est le coefficient de quantité de mouvement C_μ . Il exprime le rapport entre la quantité de mouvement injectée par le jet synthétique, \bar{I}_j et la quantité de mouvement de l'écoulement à contrôler I_∞ (Amitay et al. [54]) : $C_\mu = \frac{\bar{I}_j}{I_\infty}$.

Avec : $\bar{I}_j = \frac{1}{2}\rho S_j \bar{U}_j^2$ et $I_\infty = \frac{1}{2}\rho S_\infty U_\infty^2$, S_j , la surface de l'orifice d'injection et \bar{U}_j , la moyenne spatio-temporelle de la vitesse du jet à l'entrée de l'orifice d'injection.

Les valeurs de C_μ varient généralement entre 0.02 et 2%. Seifert et al. [58] ont montré que les gains sur les efforts aérodynamiques varient linéairement avec $\log(C_\mu)$.

1.6.5 Topologie de l'écoulement induit par un jet synthétique

Lorsque l'écoulement induit par un jet synthétique est complètement développé, avec la formation périodique de structures tourbillonnaires, deux régions distinctes nommées champ proche et champ lointain peuvent être identifiées (Figure 1.22). Ces deux champs sont mis en évidence expérimentalement par Smith et Glezer [24].

Un point singulier, de type point selle, se distingue sur l'axe de symétrie de l'orifice, à environ cinq largeurs d'orifice. Dans le champ proche, situé entre l'orifice et le point selle, la dynamique du jet est dominée par la formation périodique et l'advection des structures tourbillonnaires. Cette zone se caractérise par la présence de faibles pressions qui entraînent le fluide extérieur vers l'orifice le long de la paroi. Dans le champ lointain, situé entre le point selle et l'aval, la formation d'un jet turbulent pleinement développé comparable à un jet continu conventionnel est observé.

1.6.6 Synthèse sur les jets synthétiques et potentiel applicatif sur corps de Ahmed

L'étude bibliographique du développement et de la topologie de l'écoulement induit par un jet synthétique dans un environnement au repos a permis de conclure que :

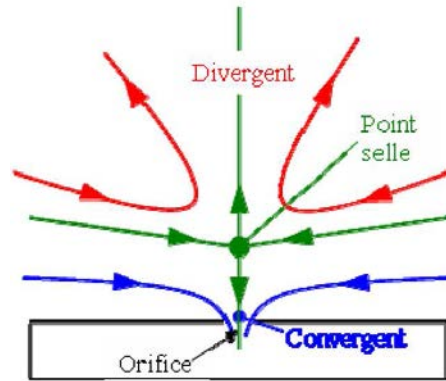


FIGURE 1.22 – Représentation schématique de la topologie globale de l'écoulement de jet synthétique, d'après Leclerc [18].

- L'écoulement de jet synthétique est caractérisé par l'émission périodique de structures tourbillonnaires émises sous réserve du respect d'un critère de formation précédemment défini,
- Le développement des structures tourbillonnaires gouverne, dans le champ proche, un écoulement de type convergent,
- L'écoulement est dans le champ lointain comparable à un écoulement de jet "turbulent" continu pleinement développé possédant des caractéristiques énergétiques avantageuses.

L'application d'un contrôle par jets synthétiques sur un corps de Ahmed a déjà été réalisée par Leclerc [18] en faisant varier les deux grandeurs caractéristiques du jet synthétique, à savoir le coefficient de quantité de mouvement C_μ et la fréquence réduite F^+ , une réduction de traînée de l'ordre de 9% a été obtenue.

Les conclusions de cette étude sont que, dans le cadre du contrôle des décollements, le jet synthétique a pour effet de réduire la longueur du bulbe décollé et les pertes d'énergie volumique associées. L'accroissement des vitesses qui accompagne la suppression de la zone de recirculation à hauteur de la lunette arrière est favorable à la formation de la structure tourbillonnaire torique de culot. Cette structure se symétrise et se déplace en aval du véhicule. La suppression du bulbe décollé sur la lunette arrière et l'éloignement du culot des sources de pertes d'énergie volumique sont favorables à la réduction de traînée. D'un point de vue instationnaire, le contrôle par jets synthétiques permet de réduire le niveau d'énergie cinétique turbulente de l'écoulement de sillage. La suppression du battement lié au bulbe décollé réduit le niveau d'énergie turbulente contenue dans les basses fréquences. La symétrisation de la structure tourbillonnaire torique favorise l'organisation de l'écoulement sur l'instabilité de Bénard-Kármán.

Le potentiel des jets synthétiques en vue de la réduction de traînée est très important et l'implantation sur véhicules réels ne présente que peu de difficultés techniques comparée aux autres techniques de contrôle. Cette tentative de contrôle très prometteuse amène certaines perspectives, notamment celle d'un contrôle combinant en plus du premier jet

synthétique à la rupture de pente pavillon/lunette, un second au bas du pavillon en vue de réduire l'étendue du sillage.

1.7 Contrôle combiné

Les stratégies de contrôle ciblées sur une zone particulière ont mis en évidence un certain nombre d'interactions existant entre les différentes structures d'écoulement. Dans certains cas, ces interactions peuvent limiter l'efficacité du contrôle. C'est notamment le cas avec la persistance des tourbillons longitudinaux lors de la suppression du bulbe décollé. Cet état de fait pousse ainsi de plus en plus à envisager des stratégies de contrôle combiné permettant d'agir sur toutes les structures de l'écoulement.

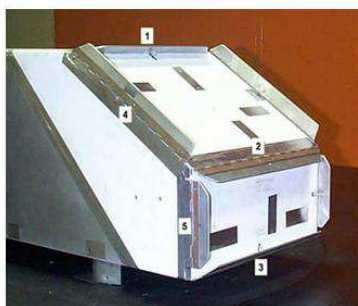


FIGURE 1.23 – Contrôle par une combinaison de déflecteurs, d'après Aider et al. [Réf].

Pour ce faire une idée du potentiel d'une stratégie de contrôle combinée, il est instructif de s'intéresser aux travaux de Beaudoin et Aider [7], qui utilisent une série de plaques séparatrices (figure 1.23) positionnées sur toutes les arêtes de l'arrière d'un corps de Ahmed à 30°. Après avoir déterminé les positions angulaires optimales de chacun de ces becquets séparément, l'auteur a testé plusieurs combinaisons et a obtenu une réduction de traînée totale de 25%. Il faut cependant noter que les effets des différents volets ne s'ajoutent pas, mais permettent néanmoins une augmentation des performances globales du contrôle.

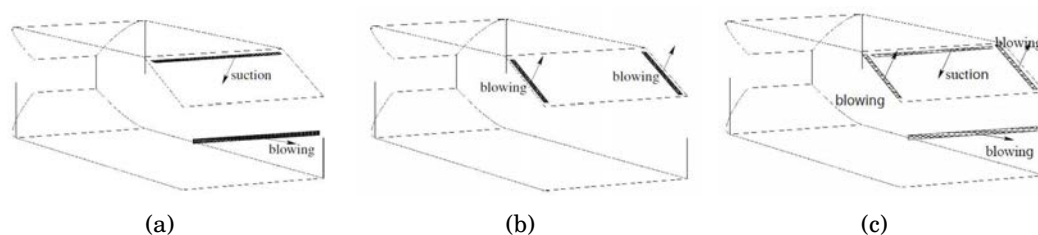


FIGURE 1.24 – Contrôle combiné par soufflage et aspiration continus, d'après Bruneau et al. [19].

Les travaux numériques de Bruneau et al. [19] proposent par exemple une combinaison intéressante sur un corps de Ahmed à 25° (figure 1.24) : une aspiration en haut de la lunette permet ainsi de supprimer le bulbe décollé, un soufflage continu le long des arêtes doit provoquer l'éclatement des tourbillons longitudinaux alors qu'un soufflage continu au culot est censé éloigner la structure torique et diminuer son influence. La combinaison des

3 solutions n'amène cependant qu'une légère amélioration.

Un contrôle combiné des tourbillons longitudinaux et du bulbe décollé a également été tenté par Boucinha [37] en utilisant des actionneurs plasma, mais les mauvaises performances des actionneurs pour contrôler les tourbillons longitudinaux n'ont pas permis une amélioration notable des performances.

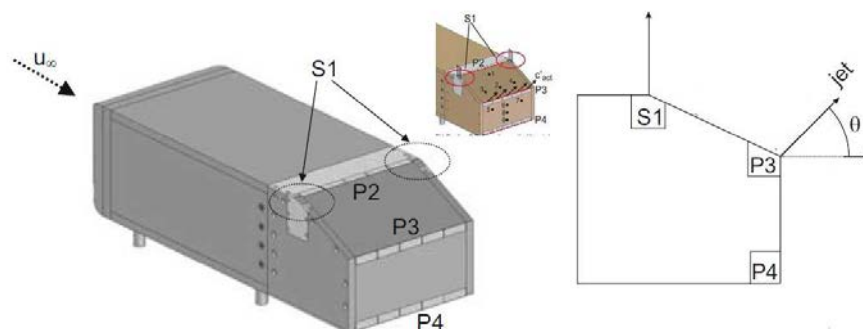


FIGURE 1.25 – Contrôle par une combinaison de jets pulsés et de soufflage ponctuel continu, d'après Krentel et al. [20].

Krentel et al. [20] ont également mis en place une approche combinée de contrôle sur corps de Ahmed à 25° , avec une action sur le culot par jets pulsés associée à un contrôle des tourbillons longitudinaux par un soufflage ponctuel continu dans les coins de la lunette (figure 1.25).

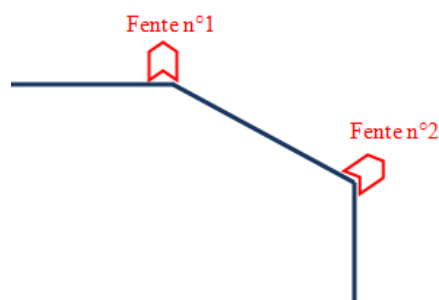


FIGURE 1.26 – Stratégie de contrôle employée

1.8 Synthèse bibliographique et stratégie de contrôle employée

Après cet état des lieux sur les différentes techniques de contrôle, nous avons défini une stratégie de contrôle qui s'inscrit dans la continuité des tentatives de contrôle combinées précédemment citées, il s'agit d'un contrôle par jets synthétiques. En effet, en vue de réduire

la section transversale du sillage et les pertes de pression totale dans le sillage (et par conséquent réduire la traînée), la solution du jet synthétique semble la plus adéquate. Le jet synthétique permet en effet d'apporter de la quantité de mouvement et d'augmenter le mélange dans la couche limite, tout en fonctionnant à débit moyen nul. L'air aspiré pendant la phase d'aspiration fournit le fluide nécessaire à la phase de soufflage. L'intérêt du jet est alors triple : la phase d'aspiration aspire la couche limite, la phase de soufflage injecte de la quantité de mouvement dans la couche limite et l'alternance des deux phases génère des tourbillons de petite dimension, advectionnés par l'écoulement principal, qui améliorent le mélange au sein de la couche limite.

L'approche employée dans la suite de l'étude est basée sur une combinaison de jets synthétiques en vue, d'une part de réduire le bulbe décollé se développant sur la lunette arrière du corps et d'autre part de limiter le développement de la zone de recirculation de culot. Les jets synthétiques seront appliqués sur deux positions, juste en amont de la rupture pente pavillon/lunette arrière et sur celle entre la lunette et le culot (figure 1.26) afin de prévenir les zones décollées et de réduire l'épaisseur du sillage.

Dispositifs expérimentaux et métrologie

Le travail présenté dans ce document repose entièrement sur des essais expérimentaux. Deux installations ont été utilisées : le canal hydrodynamique et la soufflerie à retour du laboratoire TEMPO¹. Ce chapitre présente les dispositifs expérimentaux, la métrologie² ainsi que la conception et l'intégration des actionneurs sur maquette.

2.1 Moyens d'essais

2.1.1 Soufflerie subsonique à retour

Ce manuscrit repose en grande partie sur des campagnes d'essais réalisées dans la soufflerie subsonique à retour du laboratoire TEMPO (figure 2.1).



FIGURE 2.1 – Soufflerie subsonique à retour (a) Vue générale (b) Plan détaillé : 1. Chambre de tranquillisation, 2. Convergent, 3. Veine d'expériences, 4. Diffuseur, 5. Groupe moto-ventilateur, 6. Déflecteurs, 7. Canal de retour, 8. Nid d'abeille - Filtre, 9. Salle de commande, 10. Balance aérodynamique.

Cette soufflerie est caractérisée par une veine d'essai d'une longueur de 10 m et par une section de $2 \times 2 \text{ m}^2$. La vitesse maximale au sein de la veine d'essai, en dehors de la

1. Laboratoire de Thermique, Écoulements, Mécanique, Matériaux, Mise en forme et PrOduction
2. Par souci de concision, les moyens de mesures dits "classiques" seront renvoyés en annexes

couche limite, est de 60 m/s avec un taux de turbulence extérieure de l'ordre de 0.5%. Le rapport de contraction du convergent en entrée de la veine d'essai est de 6.25. Le groupe moto-ventilateur d'une envergure de 4.8 m, développe une puissance de 200 kW, et un débit maximal de 240 m³/s. Celui-ci est placé dans le canal de retour, dont la section est de 5 × 5 m².

2.1.2 Canal hydrodynamique

Une partie des résultats expérimentaux a été obtenue en canal hydrodynamique (figure 2.2). La veine d'essai a une longueur de 1.2 m et une section de 0.3 × 0.3 m². Un moteur à courant continu, d'une puissance de 52 kW, entraîne l'hélice placée dans la veine de retour, permettant d'atteindre des vitesses au sein de la veine d'essai de l'ordre de 4 m/s. Une chambre de tranquillisation est placée en amont de la veine d'expérience. Le rapport de contraction du convergent en entrée de la veine d'essai est de 17. Le taux de turbulence au centre de la veine d'essai vide est inférieur à 1.5%. Le canal de retour est équipé d'un système de refroidissement permettant de conserver une température constante au cours des mesures. Le canal est réalisé principalement en polyméthacrylate de méthyle (PMMA) et en polypropylène, ces matériaux sont chimiquement inertes et électriquement neutres.

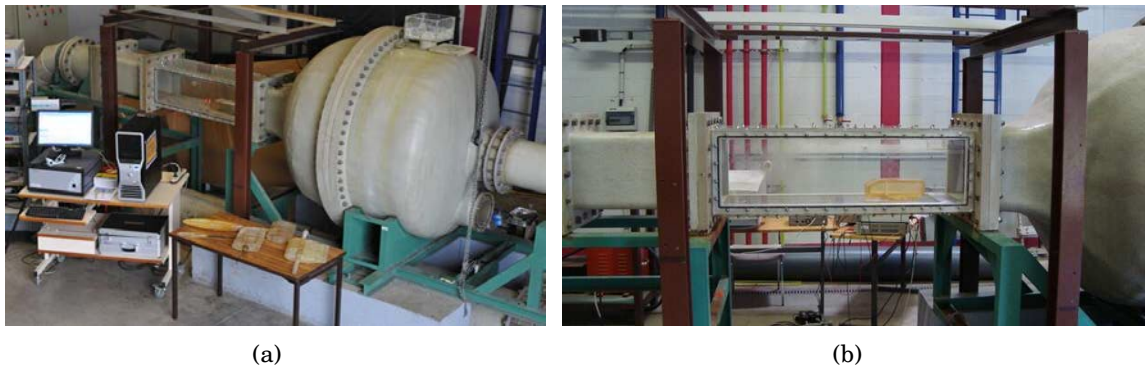


FIGURE 2.2 – Canal hydrodynamique (a) Vue générale (b) Veine d'essai.

2.2 Définition des maquettes utilisées

Le modèle géométrique (figure 2.3(b)) employé lors des campagnes d'essai correspond au modèle défini par Ahmed [5]. Deux maquettes ont été réalisées pour l'étude, l'une à l'échelle 0.28, l'autre à l'échelle 1. Dans la suite du document, l'origine des coordonnées est fixée au point médian de l'arête séparant le pavillon du corps de la lunette arrière.

2.2.1 Échelle 0.28

Les essais en canal hydrodynamique sont effectués avec un corps de Ahmed à l'échelle 0.28 (figure 2.3(b)). Ce modèle est réalisé en résine par prototypage rapide (photopolymérisation). La maquette repose sur un profil d'aile de type NACA0018, de longueur 0.15 m et de largeur 0.027 m. Le taux de blocage résultant de la présence de cette maquette dans la veine d'essai du canal hydrodynamique est de l'ordre de 10%.

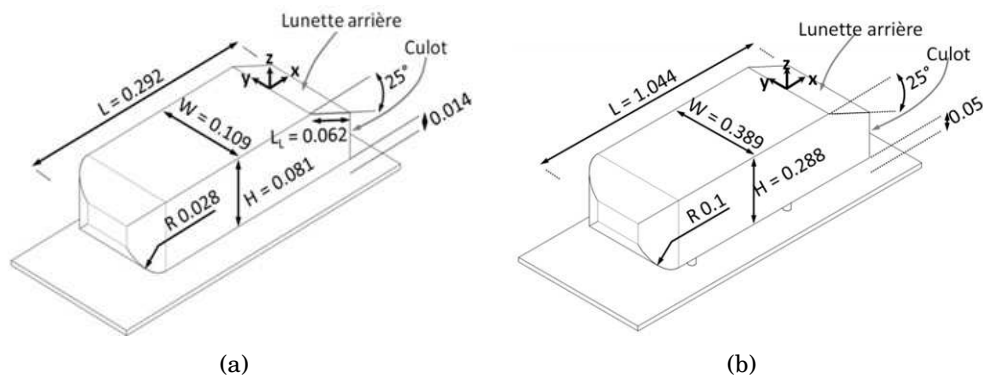


FIGURE 2.3 – Principales dimensions des maquettes (a) Échelle 0.28, (b) Échelle 1.

2.2.2 Échelle 1

Les mesures en soufflerie sont réalisées avec une maquette du corps de Ahmed à l'échelle 1 (figure 2.3(a)). Celle-ci est constituée majoritairement d'un assemblage de panneaux de fibres de bois à densité moyenne (MDF). Elle repose sur quatre pieds cylindriques. Des rainures ont été réalisées en fin de pavillon et dans la zone de culot afin d'intégrer les différents dispositifs de contrôle utilisés dans le chapitre 5 et détaillés dans la suite de ce chapitre. Au sein de la section d'essai de la soufflerie, cette maquette représente un taux de blocage d'environ 3%.

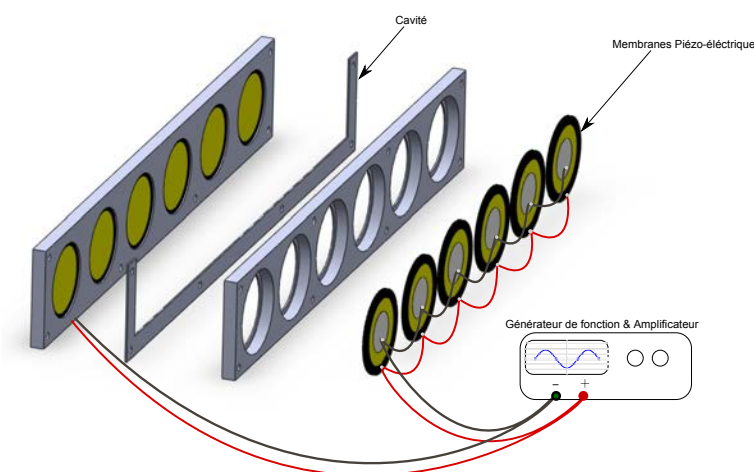


FIGURE 2.4 – Dispositif de contrôle développé en vue éclatée.

2.3 Conception et intégration des actionneurs

Un actionneur de jets synthétiques a été développé dans l'optique de répondre aux besoins du contrôle d'écoulement. La contrainte principale repose notamment sur la vitesse de soufflage maximale en sortie d'orifice U_{max} qui doit être de l'ordre d'une quinzaine de $m.s^{-1}$, ainsi que sur l'encombrement de l'actionneur (actionneur 2D intégrable dans une maquette aérodynamique). Un prototype d'actionneur sur une base de membranes piézo-électriques a donc été réalisé à l'EMP.

2.3.1 Les actionneurs utilisés

Pour obtenir un jet synthétique au travers une fente 2D, un dispositif a été conçu mettant en oscillation une cavité par le biais de douze membranes piézoélectriques tapissant les parois internes de celle-ci (figure 2.4). Les membranes piézoélectriques sont de type KPSG100, elle sont alimentées deux à deux en symétrie par rapport à la cavité (figure 2.5(a)).

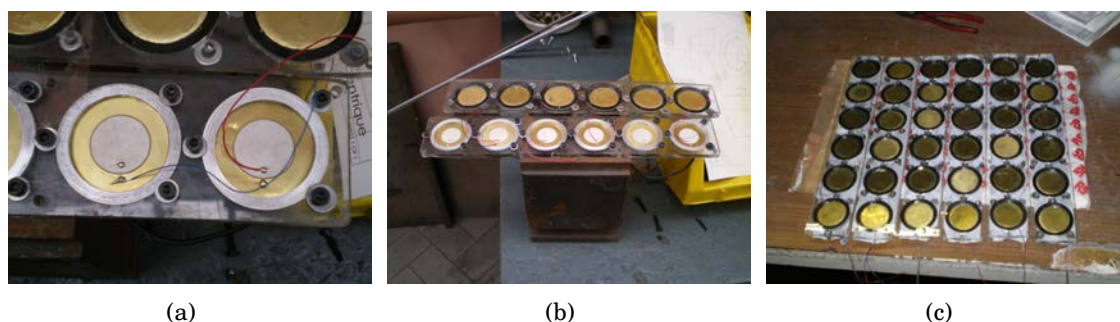


FIGURE 2.5 – Actionneur piézoélectrique (a) Connectiques, (b) Actionneur avant assemblage, (c) Ensemble des rampes réalisé avant caractérisation des fréquences de résonance des assemblages bridés.

La longueur, la largeur et la hauteur de l'actionneur sont respectivement égales à 234 mm, 16 mm et 40 mm (figure 2.4). Son encombrement total de l'ordre de $150cm^3$, le classant ainsi dans la catégorie des actionneurs compacts. La variation du volume de la cavité permet ainsi la génération d'un jet synthétique. Les rampes d'actionneurs bridées sur la périphérie sont caractérisées avant l'assemblage des deux parties grâce à un vibromètre laser (figure 2.6). Celui-ci permet d'obtenir le déplacement maximum des membranes piézoélectriques (fréquences de résonance) bridées et ainsi d'effectuer un tri des différentes rampes réalisées en vue d'optimiser les jets synthétiques résultant après assemblage. Trois paires de rampes ont ainsi été réalisées (figure 2.5(c)) et deux paires ont été choisi pour la réalisation des deux actionneurs.

2.3.2 L'intégration dans la maquette et commande des actionneurs

La maquette accueille des actionneurs de jets synthétiques en deux positions, l'une à l'amont de la rupture de pente entre le pavillon et la lunette et l'autre au bas de la lunette (figure 2.7). Deux fentes de 1mm d'épaisseur ont été usinées sur le corps et sont en contact avec les cavités piézoélectriques. L'étanchéité est assurée par des joints disposés sur la surface de contact. L'intégralité de la connectique de commande des actionneurs se

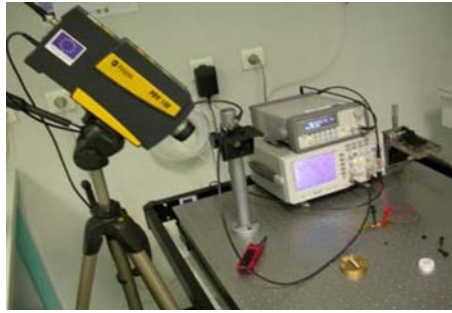


FIGURE 2.6 – Vibromètre laser.

retrouve à l'intérieur du corps et passe par un pied de celui-ci pour sortir de la veine d'essai.

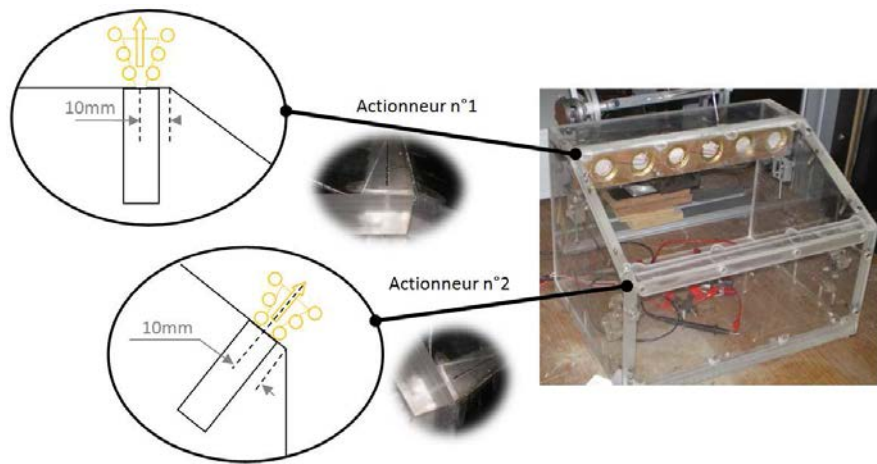


FIGURE 2.7 – Positionnements des actionneurs sur la maquette.

Les membranes piézoélectriques des actionneurs sont alimentées par un système électronique composé d'un générateur de fonction (GF) et d'un amplificateur de puissance (figure 2.8) qui délivre le signal souhaité sur deux voies. Le signal envoyé à l'actionneur est repris sur oscilloscope en vue de vérifier la conformité du signal de commande. Le générateur de fonction est également utilisé pour synchroniser les moyens de mesure.



FIGURE 2.8 – Chaîne de commande, respectivement : oscilloscope, générateur de fonction et amplificateur de puissance.

2.3.3 Mise en place de la maquette dans la soufflerie

La maquette est positionnée au centre de la veine de la soufflerie sur un plateau (faux plancher) de 18mm d'épaisseur. Celui-ci permet de s'affranchir de la couche limite naturelle qui se développe au sol de la soufflerie. Les dimensions du faux plancher ont été choisies suffisamment grandes pour éviter les perturbations parasites et un dégagement important est prévu vers l'arrière de la maquette afin de réaliser des explorations de sillage. Le plateau a aussi été optimisé afin d'améliorer la circulation de l'écoulement sous plancher. Ce dernier a également été profilé afin de limiter l'épaisseur de couche limite et les perturbations arrivant sur la maquette. Les dimensions et l'organisation du montage sont présentés sur la figure 2.9. L'intensité de turbulence mesurée en amont du corps est de 0.7%, soit très proche de celle enregistrée dans la veine d'essai à vide. La vitesse amont U_∞ est obtenue par anémométrie laser à 50cm à la verticale du bord d'attaque du profil NACA0012.

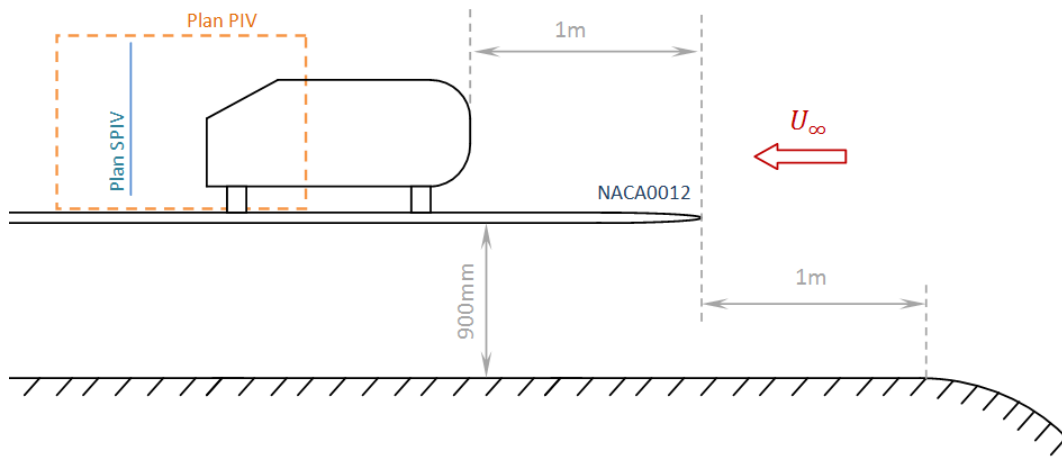


FIGURE 2.9 – Schéma du positionnement de la maquette dans la veine d'essai.

Dans le cadre des mesures PIV et SPIV, les parois de la soufflerie à l'origine en bois bakélinisé, ont été remplacées par des plaques de Plexiglas® pour permettre de placer la source laser ainsi que les caméras à l'extérieur de la veine. Les positions approximatives des plans PIV et SPIV réalisés par la suite sont représentées sur la figure 2.9. Néanmoins, pour des considérations pratiques, les caméras dans le cas des mesures SPIV, sont placées dans la veine d'essai soufflerie non pas à l'extérieur avec une inclinaison de 30°.

2.3.4 Configuration d'essai en canal hydrodynamique

La maquette à l'échelle 0.28 (figure 2.10) est installée dans la veine d'essai du canal hydrodynamique en vue de réaliser des essais de vélocimétrie volumétrique trois composantes (V3V). La maquette est fixée sur le plancher de la veine d'essai à 500mm de la fin du convergent. La vitesse infini amont (U_∞) est mesurée par anémométrie laser. Le volume de mesure pour la V3V est indiqué grossièrement sur la figure 2.10.

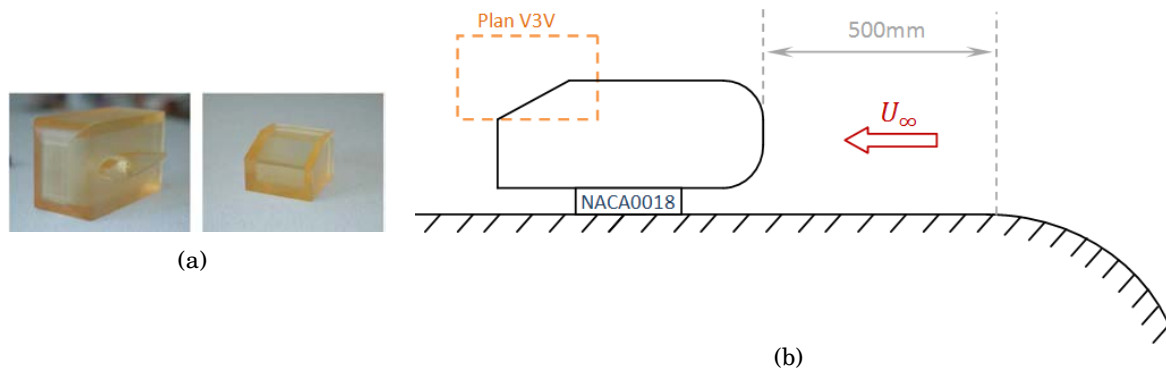


FIGURE 2.10 – Configuration d'essai en canal hydrodynamique (a) Photos de la maquette à l'échelle 0.28, (b) Implantation dans le canal hydrodynamique.

2.4 Métrologie expérimentale mise en œuvre

2.4.1 Mesure des efforts aérodynamiques

La soufflerie est équipée d'une balance six composantes externe placée sous le plancher. La balance est constituée de deux parties, la première est fixe et repose sur le sol du bâtiment, la seconde est séparée de la première par l'intermédiaire de trois butées hydrostatiques permettant la sustentation de cette partie mobile afin de la découpler du sol. Les efforts induits sur le modèle sont ensuite déterminés par six jauges de contraintes. Nous ne considérons ici que l'effort de traînée, un schéma simplifié de la balance aérodynamique est présenté sur la figure 2.11.

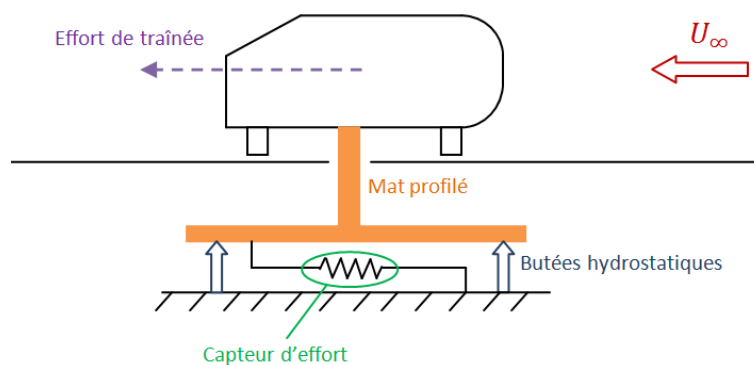


FIGURE 2.11 – Schéma de principe de la balance aérodynamique.

Le coefficient de traînée est ainsi défini par :

$$C_X = \frac{F_x}{\frac{1}{2}\rho S_{Frontale} U_\infty^2} \quad (2.1)$$

L'erreur commise sur la mesure dépend à la fois de la tolérance de la cellule de force, fournie par le constructeur, et de la qualité de la sustentation. La tolérance propre au capteur constitue une partie relativement négligeable de l'erreur de mesure. La pesée est en effet fortement tributaire de la stabilité de la sustentation. Comme nous le verrons par la suite, dans la littérature, les mesures de force sont entachées d'erreurs et de fortes variations de C_X sont observées.

2.4.2 Mesure de pression totale par sonde de Kiel

La mesure de la pression totale peut s'effectuer par l'intermédiaire de différents types de sondes de pression. Cette mesure de pression totale est fortement tributaire de l'écart angulaire existant entre l'axe de la sonde et la direction de l'écoulement, figure 2.12(a). Les sondes de Kiel s'avèrent nettement moins sensibles à cet écart angulaire. L'erreur de mesure est inférieure à 2% lorsque l'angle entre l'axe de la sonde et la direction de l'écoulement est inférieur à 45°.

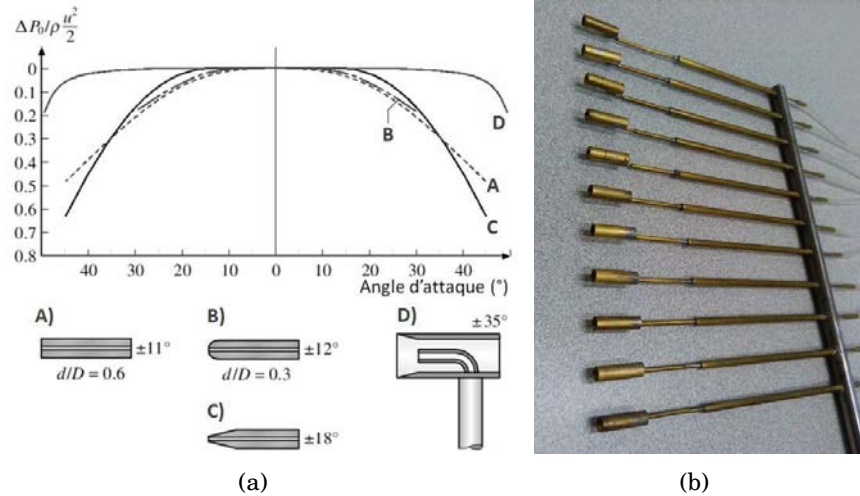


FIGURE 2.12 – Sensibilité de différents types de sonde de pression à l'incidence de la sonde vis-à-vis de l'écoulement (a) : A) sonde de Pitot avec extrémité droite, B) avec extrémité arrondie, C) avec extrémité fuselée, D) sonde de Kiel, figure extraite de Tropea et al. [21] et d'après Chue et al. [22] ; peigne de sondes de Kiel (b).

La mesure réalisée est en fait, dans notre cas, la mesure de la perte de pression totale entre un peigne de sondes de Kiel, figure 2.12(b), placé dans le sillage du modèle, en soufflerie, et une sonde de référence située en amont du modèle. Les mesures dans le sillage sont réalisées dans le même plan que celui utilisé pour la PIV stéréoscopique. Le peigne de sonde est mis en mouvement par un axe de déplacement motorisé.

2.4.3 Mesure des pressions instationnaires

La pression instationnaire sur la lunette du corps de Ahmed est mesurée à l'aide d'un capteur de pression piézo-résistifs KULITE® XCQ080. Ce capteur de deux millimètres de diamètre est pourvu de connecteurs permettant une connexion directe au système d'acquisition du laboratoire. Ce capteur est installé à la paroi dans le plan médian à une distance de 85mm en aval de la rupture de pente lunette/pavillon.

2.4.4 Mesure de la vitesse locale

Dans le cadre de la caractérisation des actionneurs de jets synthétiques, des mesures de vitesse locales ont été effectuées par anémométrie à fil chaud (figure 2.13). La sonde à fil chaud est placée dans l'écoulement induit par le jet synthétique, les résultats sont présentés dans le chapitre 4. Le support de sonde est fixé sur un mât placé sur un système de déplacement automatique se translatant verticalement. Aucune vibration du mât n'est observée lors des mesures. La sonde utilisée est de type DANTEC® 55P15. Il s'agit d'une sonde de type couche limite, le diamètre du fil est de $5\text{ }\mu\text{m}$, sa longueur est de 1 mm . La sonde est liée à un pont de Wheastone, suivi d'une carte d'acquisition convertissant le signal analogique de tension en signal digital transmis à l'unité de contrôle. Le signal échantillonné est transmis au logiciel de traitement Streamline de DANTEC®. D'autres mesures sont réalisées en soufflerie avec ce système, notamment pour la caractérisation instationnaire du corps de Ahmed (chapitre 3).



FIGURE 2.13 – Configuration d'essai (a) vue générale (b) Système d'acquisition et de déplacement par anémométrie fils chauds (DANTEC®)

L'anémométrie laser est utilisée dans la soufflerie et dans le canal hydrodynamique essentiellement pour évaluer l'intensité de turbulence et la vitesse infini amont. Le système utilisé dans cette étude est un système DANTEC FLOWLITE®, de longueur d'onde 532 nm (vert). Le volume de mesure, obtenu avec un focale de 400 mm est d'environ $0.12 \times 0.12 \times 2.5\text{ mm}^3$. L'ensemencement de l'écoulement est réalisé, à l'aide d'un atomiseur d'huile d'olive pour les essais en soufflerie et par le biais de particules d'iriodine® pour les essais en canal hydrodynamique, délivrant ainsi des particules dont le diamètre est compris entre 2 et $15\text{ }\mu\text{m}$.

2.4.5 Mesure des champs de vitesse

La caractérisation des champs de vitesse a été faite en utilisant la vélocimétrie par images de particules 2D2C et 2D3C synchronisée, ainsi que par vélocimétrie volumétrique 3 composantes³. Cette dernière technique très récente est dérivée de la PIV et proposée par TSI®. La V3V permet une acquisition des trois composantes du champ de vitesse dans un volume de $140 \times 140 \times 100 \text{ mm}^3$.

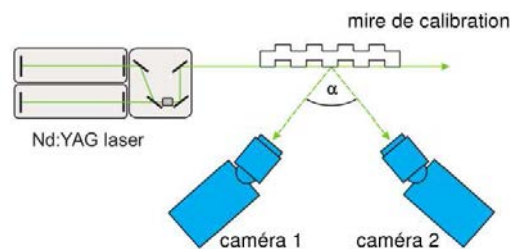


FIGURE 2.14 – Schéma de principe pour la calibration.

- Vélocimétrie par image de particules (PIV et SPIV)

Le système utilisé ici est un ensemble TSI® avec le logiciel de traitement Insight® 3G. Le plan laser est produit par un laser ND-YAG double impulsion fonctionnant à une longueur d'onde de 532 nm (vert), à une fréquence de 7.25 Hz. L'énergie maximale de chaque impulsion laser est de 200 mJ pendant 8 ns. Le plan laser est généré par le positionnement d'une lentille demi-cylindrique divergente en sortie du faisceau laser permettant l'ouverture de la nappe laser, suivie d'une lentille hémisphérique convergente de grande longueur focale, limitant l'épaississement de la nappe laser à mesure que l'on s'éloigne de la source laser. Le délai entre deux impulsions laser est fixé de manière à ce que les particules présentes dans l'écoulement se déplacent d'un quart de la zone d'interrogation environ durant ce délai. Les tailles des champs mesurés dans les différents cas sont résumées dans la table 2.1. La calibration est réalisée en utilisant une mire spécifique, notamment dans le cas de la SPIV. Le schéma de principe est représenté sur la figure 2.14. Lors du traitement, un taux de recouvrement des zones d'interrogation de 50% est appliqué afin de réduire l'espacement de la grille des vitesses, ceci ne modifie cependant pas la résolution spatiale. Dans tous les cas réalisés ici, la moyenne temporelle est obtenue à partir de 1000 champs instantanés. L'ensemencement est obtenu par un générateur de fumée, le diamètre moyen des particules est d'environ $2.5 \mu\text{m}$. Le diamètre moyen des particules sur l'image est d'approximativement 2 pixels, en accord avec les recommandations apportées par Prasad et al. [59]. Il en résulte une erreur de biais sur la particule d'environ 0.2 pixel. Ainsi, si l'on rapporte ce biais au déplacement moyen des particules dans l'écoulement non perturbé, l'erreur relative sur la vitesse est d'environ 3%. Une erreur statistique est également faite sur la vitesse moyennée, due au nombre de champs instantanés utilisés. Cette erreur peut être déterminée au moyen du théorème central limite (ou théorème de la limite centrale). Pour n champs instantanés, et pour un intervalle de confiance de 95%, l'incertitude sur la moyenne de vitesse est approximativement $\epsilon_n = 1.96 \times \sigma / \sqrt{n}$, où σ est l'écart-type de vitesse. Dans notre cas, avec $n = 1000$, cette erreur statistique est inférieure à $10^{-2} \times U_\infty$.

3. abrégée en V3V, pour Volumetric 3-component Velocimetry

	Champ réel (m ²)	Capt. CCD (pixels ²)	Zone int. (pixels ²)	Rés. spatiale (mm)
PIV "PC"	0.006 × 0.006	2048 × 2048	16 × 16	0.05
PIV "GC"	0.335 × 0.335	2048 × 2048	24 × 24	3.9
SPIV	0.365 × 0.365	2048 × 2048	24 × 24	4.3

TABLE 2.1: Conditions de mesures PIV et SPIV (PC : Petit champs, GC : Grand champs).

dans l'écoulement extérieur et atteint $3.4 \cdot 10^{-2} \times U_{\infty}$ dans le sillage. Cette estimation de l'erreur statistique a notamment été confirmée par une étude de convergence réalisée à partir des mesures de PIV stéréoscopique dans le sillage du modèle.

- Vélocimétrie volumétrique 3 composantes (V3v)

Le système d'acquisition est issu de l'ensemble TSI[®] utilisé pour la PIV avec le même logiciel de traitement Insight[®] 3G. Un bloc de trois caméras et un système de calibration spécifique supplémentaire sont néanmoins nécessaires. Le volume de lumière est généré par le même laser que celui utilisé pour les autres méthodes de PIV (figure 2.15). Deux lentilles semi-cylindriques divergentes sont placées en sortie de la source laser. Les axes de ces lentilles sont placés perpendiculairement à la source laser et perpendiculairement l'une par rapport à l'autre, permettant ainsi la génération d'un volume de mesure conique. De la même manière que la PIV stéréoscopique nécessite deux caméras, cette méthode utilise trois caméras. Les caméras sont équipées d'un capteur carré de 12 MégaPixels et ont une cadence d'acquisition de 14.5Hz ce qui donne en double buffer une fréquence d'acquisition maximale de 7.25Hz. Les images sont transférées en temps réel vers l'ordinateur d'acquisition, qui est équipé en conséquence de disques optiques et d'une chaîne d'acquisition des données permettant d'enregistrer au fur et à mesure, les caméras ne disposant pas de mémoire. Après calibration, ces caméras permettent de situer toute particule capturée lors des acquisitions. Ces dernières sont similaires à celles de la méthode PIV standard. Par le biais d'un couple d'images (en fait, il s'agit d'un couple de triplets d'images) séparées par un délai connu permet de déterminer le champ des vecteurs vitesse par l'observation du déplacement des particules. La principale différence provient de la méthode permettant d'extraire ces vecteurs ; il ne s'agit plus ici de corrélations spatiales effectuées sur une zone d'interrogation. Un triplet de particules est identifié sur la première acquisition, puis repéré sur la seconde. La déformation de ce triplet permet alors la détermination du vecteur vitesse correspondant au mouvement de ces particules, figure 2.16(b).

La position aléatoire de ces vecteurs détectés impose ensuite d'interpoler l'ensemble des vecteurs sur une grille qui sera commune à toutes les acquisitions, permettant ensuite de procéder aux différents traitements statistiques. La validation est donc moins évidente que lors de mesures par PIV standard et demande davantage de champs instantanés pour une convergence équivalente du champ moyenné. Elle donne cependant accès à une information nettement plus complète sur le champ aérodynamique étudié. On note la disparition des problèmes liés à l'épaisseur et le réglage du plan laser, mais ce problème est remplacé par le besoin d'une grande énergie dans un volume de mesure étendu. Il faut notamment

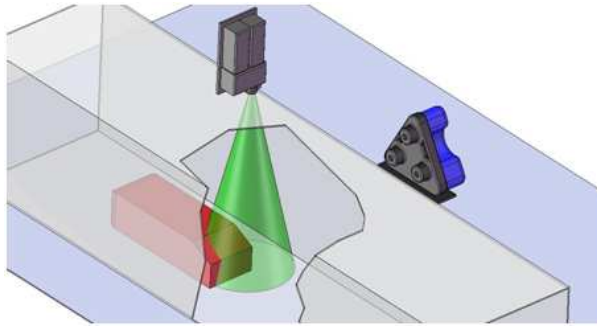


FIGURE 2.15 – Configuration d'essai pour la V3v

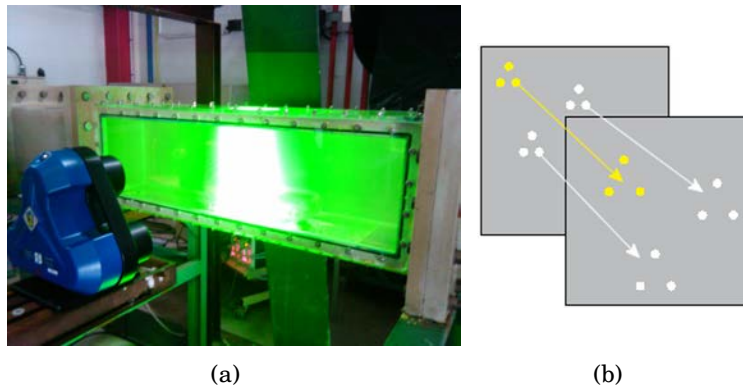


FIGURE 2.16 – Mesures par système V3v en canal hydrodynamique (a) et exploitation de triplets de particules pour la détermination du vecteur vitesse (b).

placer la source laser à grande distance afin de pouvoir mettre en place un faisceau à divergence la plus faible possible diminuant ainsi le gradient de luminosité dans le volume de mesure et optimisant l'énergie lumineuse dans le volume à laser. La mise au point du système optique d'acquisition est automatique dans le sens où il suffit de placer la sonde dans une plage de distance donnée, le reste étant géré par le logiciel d'acquisition en employant les réglages d'usine et la calibration.

Étude préliminaire de l'écoulement de référence

Il convient, en premier lieu, de s'attacher à caractériser l'écoulement autour du corps dans le cas de référence, sans contrôle. Dans ce sens, des mesures PIV et V3V ont été réalisées et permettent, dans un premier temps, d'obtenir une vision globale de l'écoulement, et de vérifier ainsi que l'écoulement présent est conforme à celui observé dans la littérature. Par la suite, des spectres de pression et de vitesse, soulignant certaines instabilités naturelles de l'écoulement, ainsi que des mesures de pesées en fonction du nombre de Reynolds permettront d'achever la caractérisation du corps de Ahmed à 25° .

3.1 Structure globale de l'écoulement de référence

3.1.1 Champs PIV dans le plan médian

Les mesures PIV sont tout d'abord réalisées dans le plan médian du corps (plan (O, x, z) , $y = 0$), il importe de vérifier avant toute chose la présence du décollement sur la lunette arrière naissant sur l'arête entre le pavillon et la lunette.

En effet, comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, Morel [2], puis plus récemment Thacker [6], montrent que la rupture de pente entre le pavillon et la lunette est un élément critique pour la topologie de l'écoulement autour de ce type de géométrie. La totalité des structures tourbillonnaires décelables dans le plan de symétrie du corps est ici présente. L'écoulement décolle au niveau de l'arête supérieure de la lunette arrière, en fin de pavillon, puis recolte, formant ainsi le bulbe décollé sur la lunette arrière, en coupe sur la figure 3.1(a). Les lignes de courant (projetées dans le plan (O, x, z)) des deux structures moyennes contrarotatives de culot apparaissent à l'arrière du corps. On note la présence d'importantes fluctuations de vitesse derrière l'arête supérieure de la lunette et l'arête inférieure du culot, figure 3.1(b), qui correspondent au bulbe décollé et aux lâchers tourbillonnaires alternés de l'instabilité de Bénard-Von Kármán existant dans le sillage du corps.

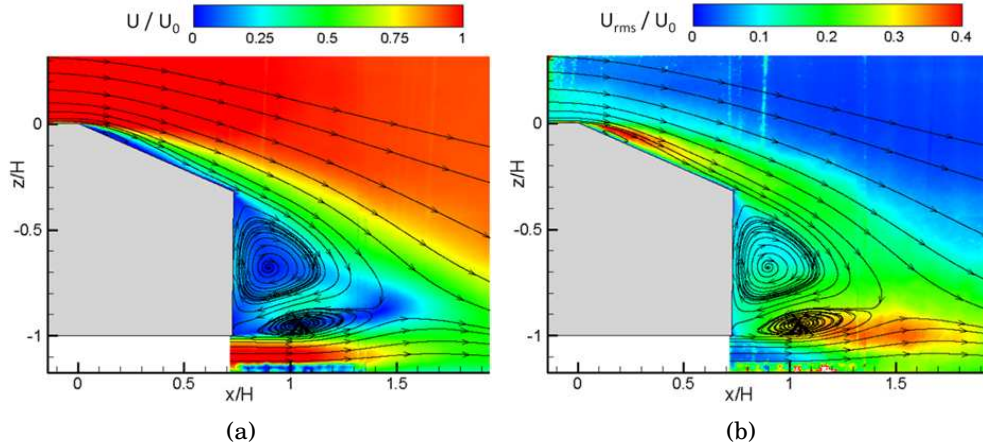


FIGURE 3.1 – Champs PIV dans le plan médian du corps (plan xOz , $y = 0$) : vitesse moyenne adimensionnée (a) et fluctuation de vitesse adimensionnée (b).

3.1.2 Champs PIV dans des plans décalés par rapport au plan médian

Des mesures par PIV standard ont été réalisées dans des plans décalés par rapport au plan médian en vue d'observer le comportement du bulbe décollé transversalement. Les plans réalisés sont situés en $y/W = 0.25$ et $y/W = 0.44$, ils sont représentés respectivement en figures 3.2(a) et 3.2(b), seules les lignes de courant projetées dans le plan de mesure sont considérées. Il est important de garder à l'esprit qu'il s'agit d'une coupe de l'écoulement, en projection dans le plan de mesure, l'information est donc incomplète ; elle permet néanmoins d'étayer la compréhension du développement latéral des structures sur la paroi.

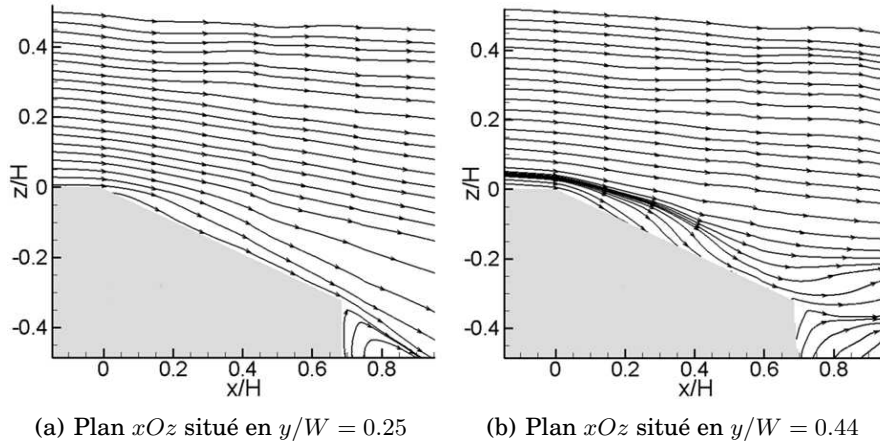


FIGURE 3.2 – Lignes de courant projetées dans le plan de mesure PIV

Dans le plan $y/W = 0.25$, figure 3.2(a), on observe le recollement progressif du bulbe décollé avec une déflexion très peu accentuée des lignes de courant projeté, comme nous le constaterons sur les visualisations pariétales de frottement par enduit visqueux.

Dans le plan $y/W = 0.44$, figure 3.2(b), placé non loin de l'arête latérale du corps, on observe, l'enroulement des lignes de courant correspondant à la structure tourbillonnaire

longitudinale à proximité de la paroi de la lunette, et l'impact de ces structures sur la lunette. On distingue un développement de l'enroulement tourbillonnaire sur une courte distance, puis un arrêt brutal de l'enroulement à environ $x/h = 0.2$. Le retour de fluide depuis l'écoulement de culot, impactant la lunette arrière, est confirmé ici.

3.1.3 Visualisations pariétales sur la lunette par enduit visqueux

Une visualisation des lignes pariétales moyennes de frottement a été réalisée sur la lunette arrière du corps. La représentation adoptée sur la figure 3.3 est inspirée de celle proposée par Spohn et al. [8] et plus récemment par Thacker [6], la ligne AC correspondant à la ligne pariétale de décollement de la structure tourbillonnaire longitudinale principale, la ligne AB correspond quant à elle à la ligne d'attachement des structures tourbillonnaires longitudinales principale et secondaire. On observe ici l'impact du bulbe décollé sur la lunette, ainsi que celui, plus net encore, de la structure tourbillonnaire longitudinale principale qui se développe sur l'arête latérale de la lunette arrière (triangle ABC) accompagnée de la structure secondaire qu'elle entraîne (entre la ligne AB et l'arête latérale de la lunette). La visualisation pariétale réalisée ici ne permet pas cependant de distinguer la troisième structure, emmenée par la structure secondaire, décrite dans la littérature. Elle ne nous permet pas non plus d'estimer correctement la longueur de recirculation du bulbe sur la ligne médiane de la lunette, la limite du bulbe se situant au cœur de la zone blanche de concentration d'enduit au centre de la lunette.

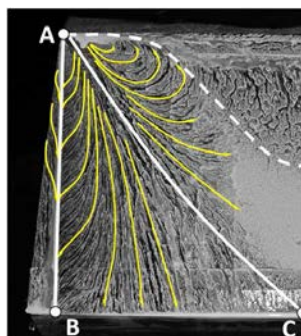


FIGURE 3.3 – Visualisation des lignes pariétales moyennes de frottement réalisées par enduit visqueux.

3.1.4 PIV stéréoscopique dans le sillage du corps

Une mesure par PIV stéréoscopique est réalisée dans le sillage du corps, dans un plan transverse parallèle au culot (plan (y, z)), en vue depuis l'aval, situé à $x/L = 0.4$, correspondant approximativement au lieu où les structures tourbillonnaires de culot se rejoignent dans le plan de symétrie du corps. On observe ainsi une coupe de la structure tourbillonnaire longitudinale principale dans le sillage du corps. L'enroulement de la structure est parfaitement identifiable, en particulier dans la représentation en vue 3D depuis l'aval, la profondeur correspondant à la composante longitudinale de vitesse (figure 3.4). On distingue également un fort déficit de vitesse dans le sillage, dissocié de la structure longitudinale. La position choisie pour le plan de mesure donne des vitesses quasi nulles au cœur des structures de culot. L'imbrication du sillage principal et de la structure tourbillonnaire longitudinale issue de la lunette arrière témoigne également de l'interaction existant entre

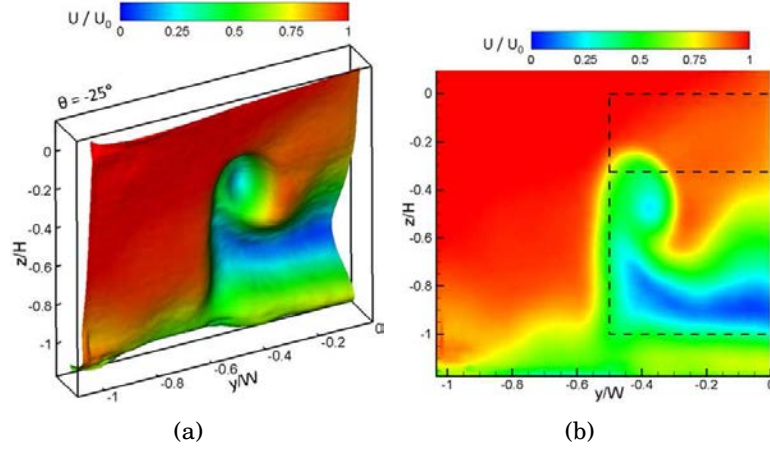


FIGURE 3.4 – Champ SPIV dans le sillage du corps, dans un plan transverse parallèle au culot, à 0.22 m de celui-ci (plan yOz , $x = 0.42$, $x/L = 0.4$), vue de l’aval, norme de vitesse moyenne : vue 3D (a), la profondeur correspond à la composante longitudinale de vitesse, et sans perspective (b). Les lignes noires discontinues correspondent aux limites de l’arrière du corps de Ahmed et de sa lunette.

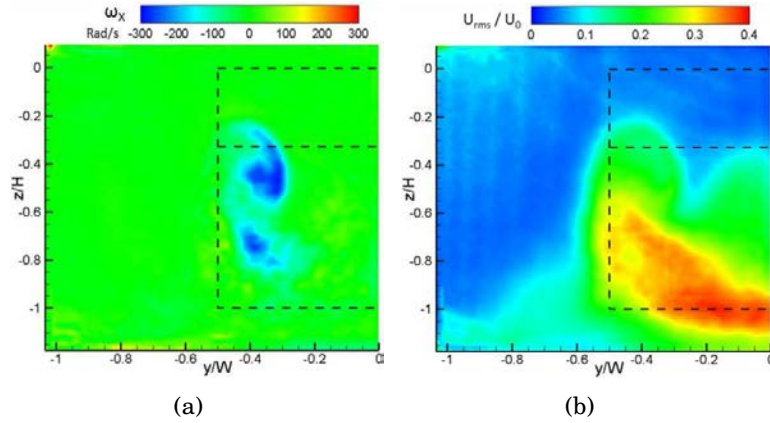


FIGURE 3.5 – Champ SPIV dans le sillage du corps, composante longitudinale de vorticité (a), et fluctuation de vitesse (b)

ces structures. On distingue sur le champ de vorticité longitudinale (figure 3.5(a)), sous la zone de vorticité de la structure longitudinale, une plus petite zone dont la vorticité est marquée. La cohérence de la structure longitudinale est confirmée par le champs de vorticité ainsi que par l’évolution de l’intégration de la composante longitudinale de vorticité, l’intensité tourbillonnaire $\left| \int_{\Sigma_{SPIV}} \vec{\omega}_x \cdot \vec{n} dS \right| = 1.84$, réalisée sur le champ de mesure SPIV, la valeur de la composante longitudinale de vorticité étant quasi nulle en dehors de la structure tourbillonnaire longitudinale. Le champ de fluctuation (figure 3.5(b)) de la vitesse présente une forte valeur au sein de la région de rapprochement des structures de culot, qui s’étend jusqu’à la zone identifiée comme correspondant à une interaction avec la structure tourbillonnaire longitudinale. L’écoulement autour du corps interagit avec le sol, dans la zone de soubassement et dans la zone de sillage, mais également dans la zone latérale du sillage, sur le côté du corps.

3.1.5 Champs de pression totale dans le sillage

Des champs de perte de pression totale ont également été réalisés dans le sillage, figure 3.6, dans la position utilisée pour les champs de vitesse par PIV stéréoscopique, la sonde de référence étant placée en amont du corps, au sein de l'écoulement non perturbé. Les prises de pression totale dans le champ ont été effectuées à l'aide d'un peigne de sondes de Kiel. La figure 3.6 présente l'évolution de coefficient de pression C_{p_i} défini par :

$$C_{p_i} = \frac{P_i - P_\infty}{(1/2)\rho U_\infty^2} \quad (3.1)$$

L'observation de ce champ est identique à ce qui a été mis en évidence dans le cadre des champs de norme de vitesse moyenne par PIV stéréoscopique, on constate une forte activité dépressionnaire au centre de la structure tourbillonnaire longitudinale.

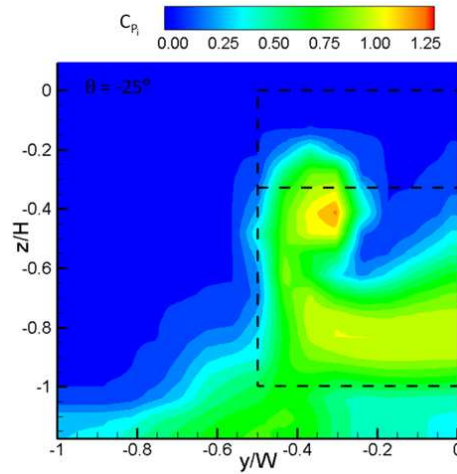


FIGURE 3.6 – Cartographies du coefficient de pression totale dans le plan $x/L = 0.40$.

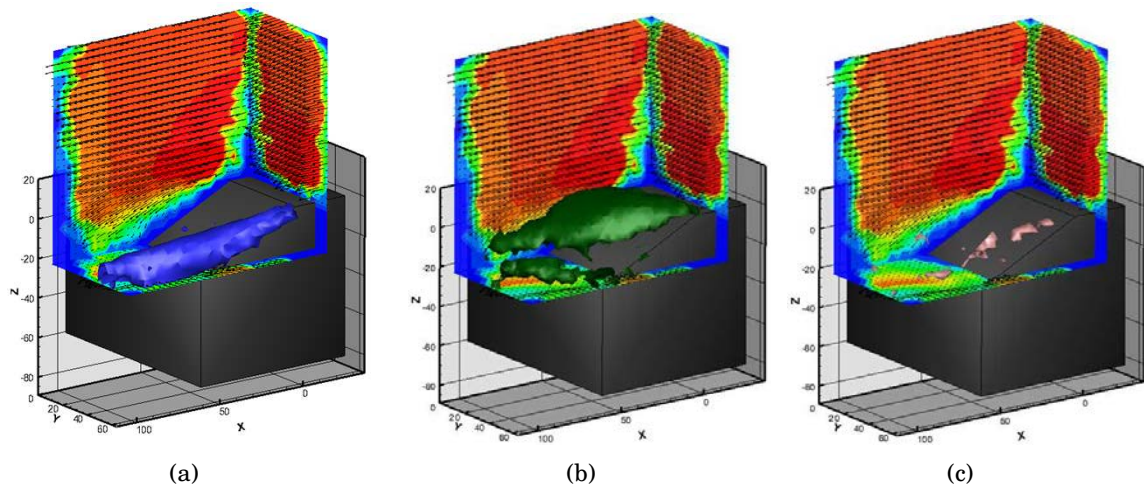


FIGURE 3.7 – Iso-contours de la composante (a) Longitudinale de vorticité $\omega_x = 100$ rad/s (bleu), (b) Transversale de vorticité $\omega_y = 100$ rad/s (vert), (c) Verticale de vorticité $\omega_z = -100$ rad/s (rose)

3.1.6 Cartographie globale par V3v de l'écoulement sur la lunette

Des acquisitions du champ aérodynamique par système de vélocimétrie volumétrique 3 composantes ont été réalisées en canal hydrodynamique autour du corps de Ahmed à l'échelle 0.28. La vitesse de l'écoulement infini amont est fixée à 3 m/s, $Re_H = 2.4 \times 10^5$. Cette technique de mesure permet une caractérisation globale des structures tourbillonnaires qui peuvent être en partie observées par la représentation d'iso-contours de vorticité (figure 3.7).

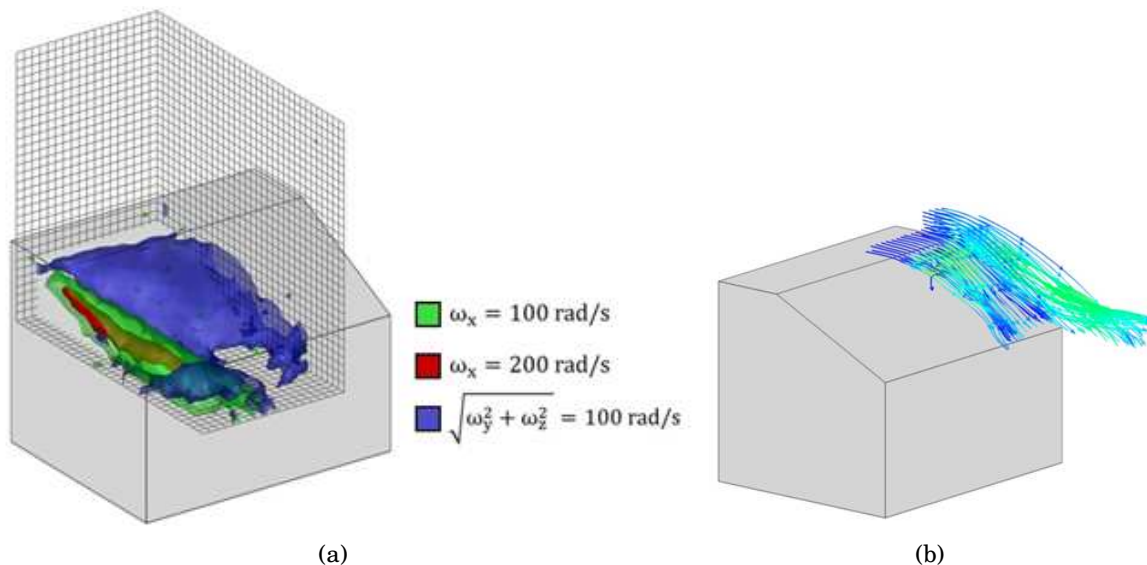


FIGURE 3.8 – Iso-contours de la vorticité (a) et lignes de courants associées (b)

La structure longitudinale est clairement identifiable sur la figure 3.7(a) par la représentation de l'iso-contour de vorticité longitudinale, $\omega_x = 100$ rad/s. Les iso-contours de vorticité transversale, $\omega_y = 100$ rad/s, mettent en évidence l'épaississement et l'élargissement de la zone décollée au-dessus de la lunette (figure 3.7(b)). La figure 3.7(c) révèle, quant à elle, l'absence de vorticité verticale, qui souligne l'absence de retour de fluide depuis la partie latérale de la lunette vers l'intérieur de la zone décollée. D'une manière plus générale, ces trois composantes peuvent être regroupées sur une même figure qui permet d'avoir une idée de la structure de l'écoulement plus globale (figure 3.8(a)). Ces mesures V3v inédites ont aussi permis une représentation des lignes de courant soulignant le lien étroit entretenue par les structures longitudinales et le bulbe décollé [60]. Bien que très riches, les champs V3v, de part leur résolution spatiale relativement faible, ne permettent pas de caractériser les structures secondaires et tertiaires décrites par Spohn et Gill ron [8] ainsi que par Krajnovi  et al. [9].

3.2 Instationnarités naturelles de l'écoulement de référence

En vue de mettre en évidence les instationnarités de l'écoulement détaillées dans le chapitre 1, des spectres de pression et de vitesse ont été réalisés dans le plan médian du corps de Ahmed. Les résultats sont présentés sous la forme de spectres adimensionnés (notées E_p et E_v), calculés soit à partir de la pression mesurée par la sonde Kulite

XCQ080, soit en utilisant la vitesse mesurée par anémométrie à fil chaud. Dans chaque cas, les mesures ont été effectuées sur des temps relativement longs pour obtenir un contenu spectral de qualité. Pour éviter les problèmes de repliement, un filtre passe-bas à également été utilisé, les données ont ensuite été traitées par blocs, avec un recouvrement de 50%. Les résultats présentés sont la moyenne de tous les spectres obtenus par bloc, ce qui permet ainsi de filtrer les bruits non cohérents. La résolution fréquentielle alors obtenue est respectivement de 1Hz pour la pression et de 0.5Hz pour la vitesse. Enfin, les fréquences sont exprimées sous forme adimensionnelle en utilisant un nombre de Strouhal basé sur le maître couple du corps (St_A).

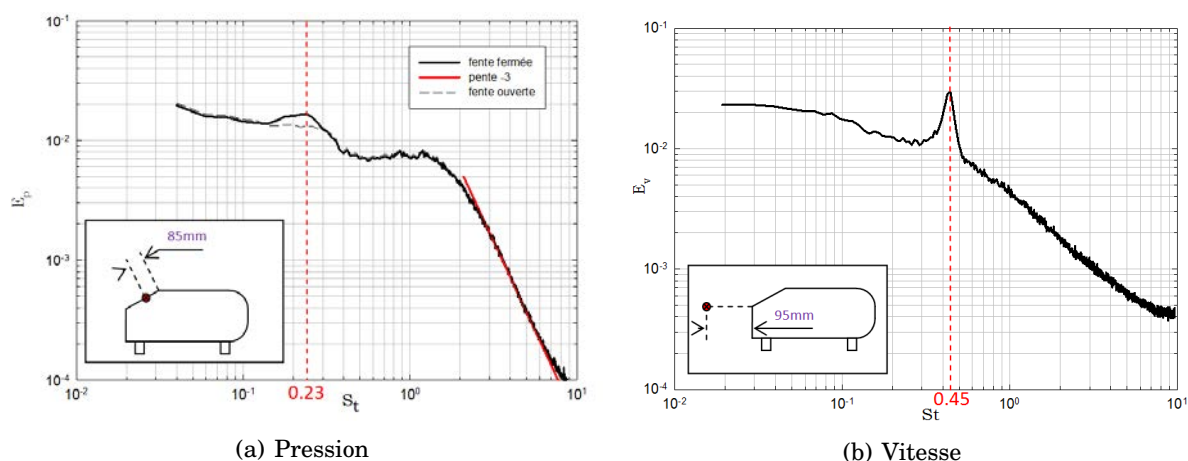


FIGURE 3.9 – Spectres normés en fonction du nombre de Strouhal du maître-couple du corps (St_A).

La figure 3.9(a) présente un spectre de pression obtenus en analysant les signaux de pression instationnaire d'une sonde positionnée à 85mm de la rupture de pente lunette/pavillon. Il est ici intéressant de constater que le contenu spectral met en évidence une activité basse fréquence caractérisée par un nombre de Strouhal de $St_A = 0.23$. Cette fréquence correspond au phénomène de flapping associé au bulbe décollé et mis en évidence par de nombreux auteurs [3, 6, 25]. On note cependant que la présence de la fente d'actionnement permettant d'introduire par la suite le jet synthétique perturbe l'écoulement. En effet celle-ci réduit considérablement l'amplitude du pic associé au bulbe décollé et peut donc constituer en soit un contrôle passif de la recirculation de lunette. Dans la suite de l'étude les fentes d'actionnement seront systématiquement fermées si celles-ci ne sont pas en fonctionnement.

Une activité spectrale plus haute fréquence, proche de $St_A = 0.45$ est quant à elle mise également en évidence (figure 3.9(b)), de manière très marquée, par le biais de mesures de vitesse dans le sillage du corps (à 95mm à hauteur de la jonction culot/lunette). Cette fréquence est associée aux lâcher tourbillonnaire de type Bénard-Von Kármán, phénomène très détaillé dans la littérature, mais cependant soumis à quelques controverses, notamment par Joseph [25].

Des simulations numériques¹ ont également été réalisées dans le cadre de cette thèse et ont permis de caractériser les phénomènes instationnaires se développant sur un corps de

1. Annexe A

Ahmed bidimensionnel. La topologie de l'écoulement dans le contexte d'une simplification bidimensionnelle est loin d'être fidèle à la réalité. En effet, le fait de ne pas tenir compte des effets tridimensionnels affecte fortement la topologie de l'écoulement moyen. En particulier le bulbe décollé de lunette ne se rattache pas à la paroi contrairement au cas 3D où celui-ci est contraint par les structures longitudinales contrarotatives à recoller à la lunette. Ces simulations ne sont donc potentiellement pas intéressantes d'un point de vue comparatif avec l'expérience. C'est en grande partie pour cette raison qu'elles n'ont pas été exploitées dans cette thèse. Cependant la dynamique de détachement tourbillonnaire, même affectée par cette simplification, demeure très intéressante pour la compréhension des phénomènes physiques associés au contrôle d'écoulement. A cet effet, quelques résultats numériques ont été reportés en annexe A dans le cas de figure d'un corps de Ahmed bidimensionnel.

3.3 Traînée aérodynamique du corps de Ahmed

Plusieurs mesures de traînée ont été effectuées pour différents nombres de Reynolds (Re_L) allant de 1×10^6 à 2.85×10^6 (figure 3.10). On note ici que la précision de la balance aérodynamique est fonction de la charge mesurée, en terme de C_X , l'erreur de mesure décroît avec l'augmentation du nombre de Reynolds.

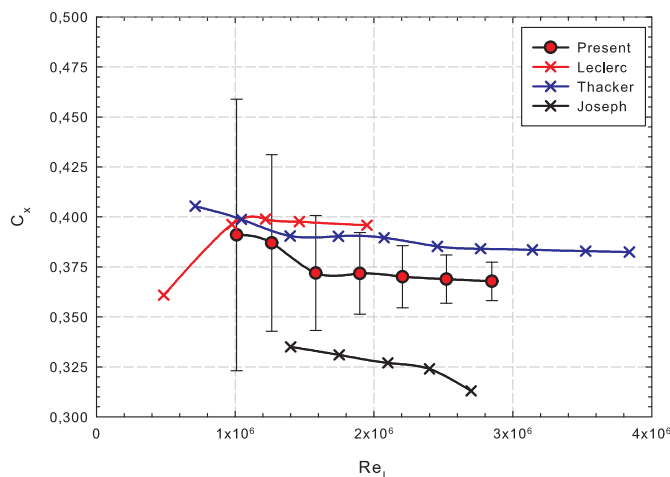


FIGURE 3.10 – Évolution expérimentale de la traînée en fonction du nombre de Reynolds pour différents auteurs

Les résultats présentés montrent une décroissance du coefficient de traînée avec l'augmentation du nombre de Reynolds, conformément à la littérature. Dans notre cas, cette dépendance au nombre de Reynolds est liée à une diminution de l'ordre de 5% du C_X . Cet effet Reynolds, ainsi que l'ordre de grandeur en valeur absolue du C_X est cohérent avec un certain nombre d'autres études (Leclerc [18], Thacker [6]) pour la plage de nombre de Reynolds considérées. Les mesures absolues de traînée de Joseph [25] restent quant à elle de l'ordre de 15% à 20% plus faibles que ces deux derniers auteurs. Dans la littérature, les valeurs de traînée mesurées expérimentalement ou calculées numériquement sont très dispersées, mais semblent plus proches des valeurs soutenues par Thacker [6] que de celles de Joseph [25]. On note que le coefficient de traînée prend

une valeur quasi-constante de l'ordre de 0.37 à partir d'un nombre de Reynolds voisin de 1.5×10^6 . Ces variations de coefficient de traînée peuvent être expliquées en partie par le fait que la topologie de l'écoulement est très sensible à la géométrie du corps, en effet, la forme de la rupture de pente entre le pavillon et la lunette, plus ou moins émoussée ou non, module la taille, voire supprime le bulbe décollée présent sur la lunette. Dès lors, les valeurs de traînée peuvent varier au gré de ces modifications topologiques. Les travaux de Thacker [6], très détaillés et très soignés, soulignent cette éventualité. Il constate d'ailleurs des réductions de traînée significative pour le cas d'une arête arrondie vis à vis d'une arête vive.

3.4 Bilan de l'étude préliminaire de l'écoulement de référence

Au cours de cette étude sur l'écoulement de référence, la structure globale de l'écoulement a été clairement mise en évidence, notamment par le biais des mesures de pression stationnaire, de la PIV et de la V3V. Les différentes structures classiques (tourbillons longitudinaux, bulle de lunette et structure de culot) ont ainsi pu être retrouvées.

La vélocimétrie volumétrique trois composantes, a notamment permis une caractérisation de la nappe décollée sur la lunette, ainsi que des structures tourbillonnaires longitudinales dans un volume correspondant à celui de la demi-lunette arrière du corps de Ahmed. Les trois composantes de vorticité ont été quantifiées et soulignent les forte interaction entre les différentes structures de l'écoulement.

Les aspects instationnaires ont aussi été étudiés et ont permis de mettre en évidence le phénomène de flapping par le biais de prises de pression instationnaires sur la lunette ainsi que l'instabilité de Bénard-Von Kármán par anémométrie fil chaud dans le sillage du corps.

Les mesures de traînée, quant à elles ont mis en évidence un effet Reynolds significatif. Compte tenu de cet effet, les essais de contrôle par jets synthétiques seront réalisés majoritairement à des vitesses d'écoulement extérieur supérieur à 20m/s en vue de limiter les variations de C_X liés à la vitesse, ainsi que l'erreur systématique liée à de faibles charges. En effet, pour des vitesses supérieures à 20m/s , les fortes valeurs de traînée permettent d'observer plus facilement les effets du contrôle.

Caractérisation des jets synthétiques hors soufflerie

Ce chapitre est dédié à la caractérisation expérimentale, hors soufflerie, des actionneurs de jets synthétiques développés en vue du contrôle sur le corps de Ahmed. Cette caractérisation spatio-temporelle est réalisée à l'aide de l'anémométrie à fils chauds et de la PIV. La distribution spatiale de l'écoulement induit par un jet synthétique est clairement détaillée, en moyenne, mais aussi phase par phase, ainsi que la réponse dynamique des actionneurs. Le repère d'étude est celui défini sur la figure 4.1.

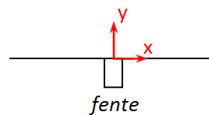


FIGURE 4.1 – Schéma de la fente avec son repère associé.

4.1 Dynamique des actionneurs

Nous allons dans cette première partie nous intéresser à la réponse des actionneurs à diverses fréquences et amplitudes d'excitation par le biais de l'anémométrie à fils chauds. Les performances en termes de vitesses de jet et de fréquence d'actionnement seront alors déduites.

4.1.1 Réponse dynamique des actionneurs à une fréquence f_j

L'évolution de la vitesse du jet en sortie de fente en fonction de la fréquence d'excitation est représentée sur les figures . L'évolution de la vitesse moyenne est marquée par la formation de pics de vitesses à des fréquences particulières. On note pour la première rampe d'actionneurs (figure 4.2(a)), la formation d'un pic de résonance principale à la fréquence $F = 325Hz$ et deux pics secondaires, le premier à $F = 410Hz$ et le second à $520Hz$. La réponse fréquentielle du deuxième actionneur (figure 4.2(b)) présente le même comportement, mais à des fréquences de résonance différentes : le pic principal se produit à une fréquence de $425Hz$ et les secondaires de plus faible amplitude respectivement à $330Hz$ et

360Hz. Si on compare le comportement des deux rampes d'actionneurs, on observe un écart sur l'amplitude maximale des vitesses moyennes et sur les valeurs des fréquences de résonance. L'écart observé sur l'amplitude des vitesses provient principalement des conditions d'encastrement et d'étanchéité des membranes piézoélectriques tandis que l'écart enregistré sur les fréquences de résonance est liée au fait que les fréquences de résonance des piézoélectriques ne sont pas parfaitement identiques.

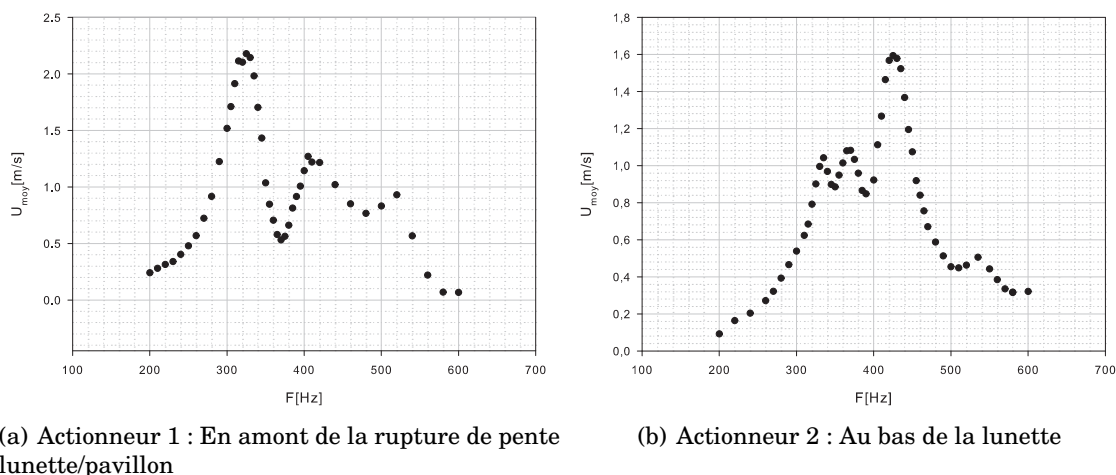


FIGURE 4.2 – Vitesses moyennes des jets synthétiques au centre de la fente en fonction de la fréquence d'excitation pour une tension d'alimentation de 3 Volts.

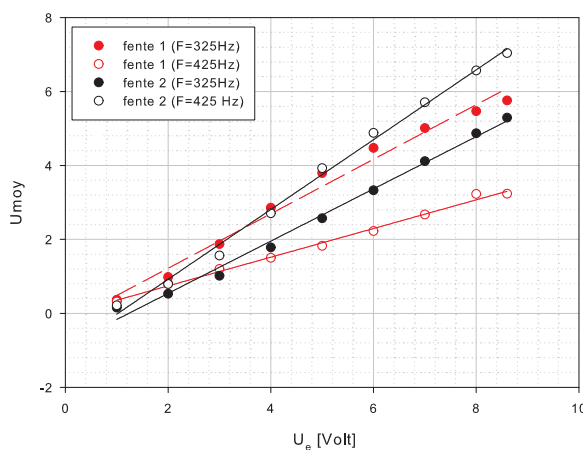


FIGURE 4.3 – Vitesses moyennes des jets synthétiques au centre de la fente en fonction de la tension d'excitation.

4.1.2 Réponse dynamique des actionneurs à une tension U_e

Les mesures sont réalisées pour deux fréquences de résonance $F_1 = 325Hz$ et $F_2 = 425Hz$ et pour des tensions d'alimentation U_e comprises entre 1V et 8.6V avant amplification (figure 4.3). Les résultats montrent que la vitesse moyenne du jet à la sortie

des fentes croît linéairement avec l'augmentation de la tension d'excitation U_e . Celle-ci est directement liée au fait que la déformation des membranes piézoélectriques est proportionnelle à la tension U_e . La tension U_e permet ainsi de piloter linéairement à une fréquence constante la vitesse de soufflage.

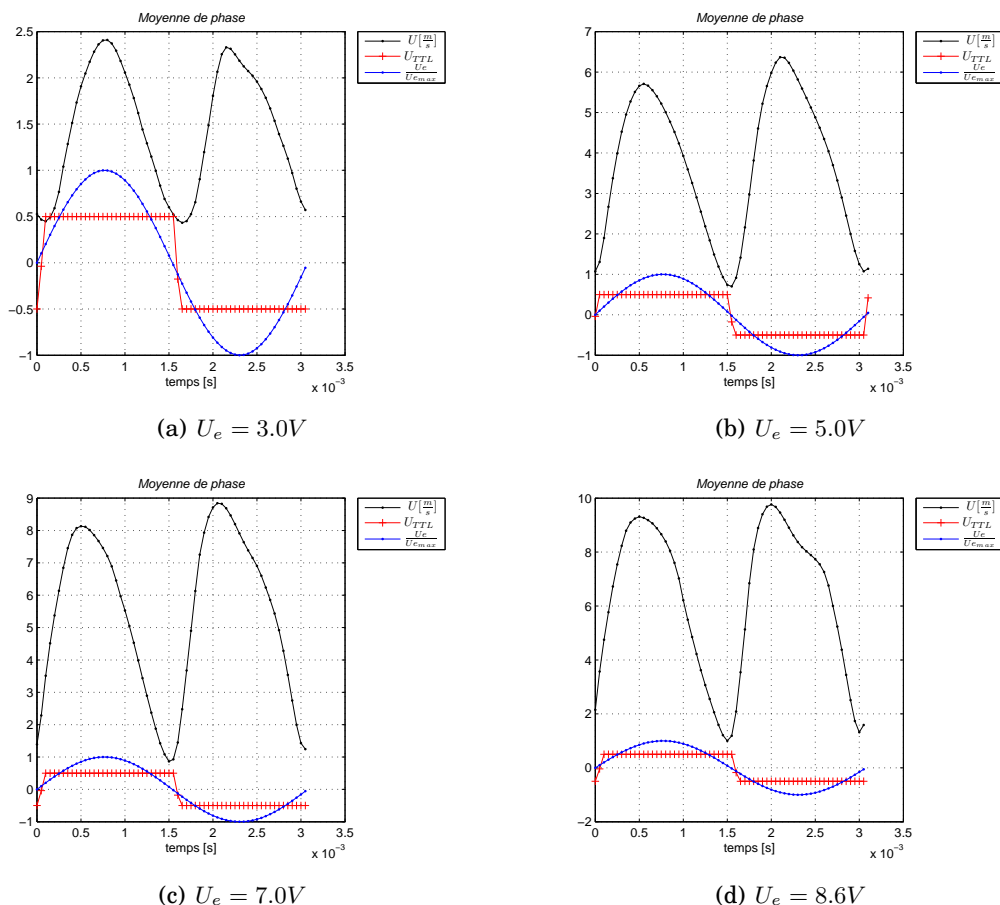


FIGURE 4.4 – Moyenne de phase de la vitesse au centre de l'orifice pour différentes tensions d'alimentation (Actionneur 1 à 325Hz)

4.1.3 Evolution temporelle de l'écoulement induit par les jets synthétiques

Les vitesses induites par les jets synthétiques au centre de la fente suivent une évolution quasi-périodique. Ainsi pour étudier un cycle de fonctionnement, des moyennes de phase sont réalisées pour différentes amplitudes du signal d'excitation (figure 4.4). Ainsi, la vitesse moyennée en phase sur N périodes s'exprime de la façon suivante :

$$\tilde{U}_{cl}(t) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N U_{cl}(t + iT) \quad t \in [0 : T[$$

La synchronisation est réalisée par le biais d'un enregistrement simultané du signal

sinusoïdal d'excitation des actionneurs avant amplification et de celui de la vitesse par anémométrie à fil chaud. Ces moyennes de phase mettent en évidence les phases de soufflage et d'aspiration. Hormis l'insensibilité directionnelle du fil chaud, on note un léger déphasage de l'écoulement par rapport au signal d'excitation.

4.2 Distribution spatio-temporelles de l'écoulement induit par un jet synthétique

Nous allons nous intéresser ici à l'étendue spatiale du jet synthétique ainsi qu'à son évolution spatio-temporelle par le biais de mesures PIV synchronisées. La synchronisation en phase de la PIV est réalisée à partir d'un signal (TTL), le principe est illustré sur la figure 4.5. Le front montant du signal TTL est utilisé comme seuil de déclenchement par un générateur de délais qui synchronise ensuite l'ensemble de la chaîne d'acquisition PIV. La figure 4.6 présente le chronogramme de synchronisation.

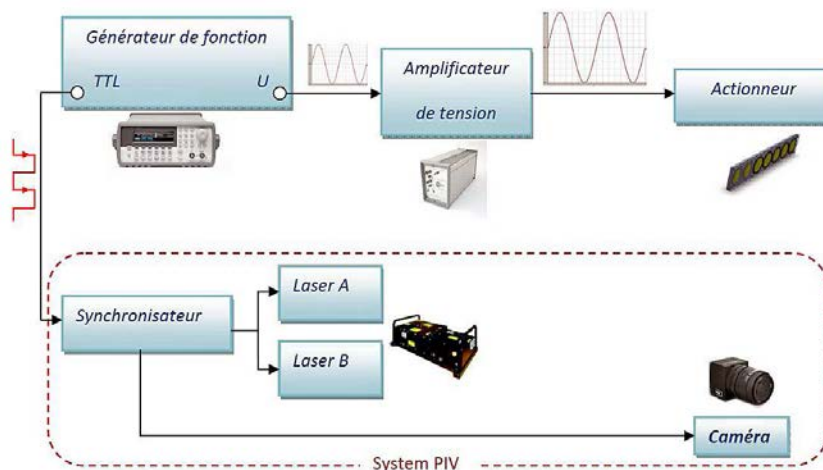


FIGURE 4.5 – Principe de synchronisation de la PIV par un signal TTL

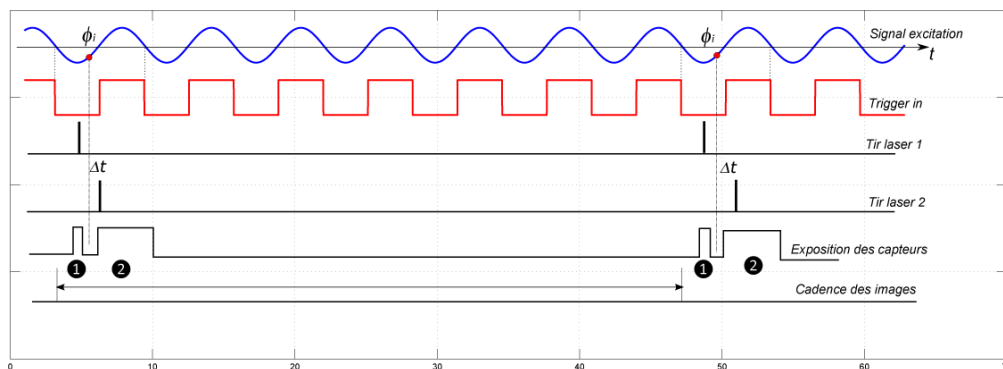


FIGURE 4.6 – Chronogramme de synchronisation de la PIV avec le signal TTL.

4.2.1 Distribution spatiale de l'écoulement

Pour obtenir la topologie de l'écoulement induit par le jet synthétique, un champ de vitesse de quelques mm^2 était nécessaire ainsi qu'un caisson limitant les mouvements d'air extérieur (figure 4.7(b)). A cet effet, la caméra PIV a été munie d'une optique de 105mm avec une bague allonge supplémentaire (figure 4.7(a)).

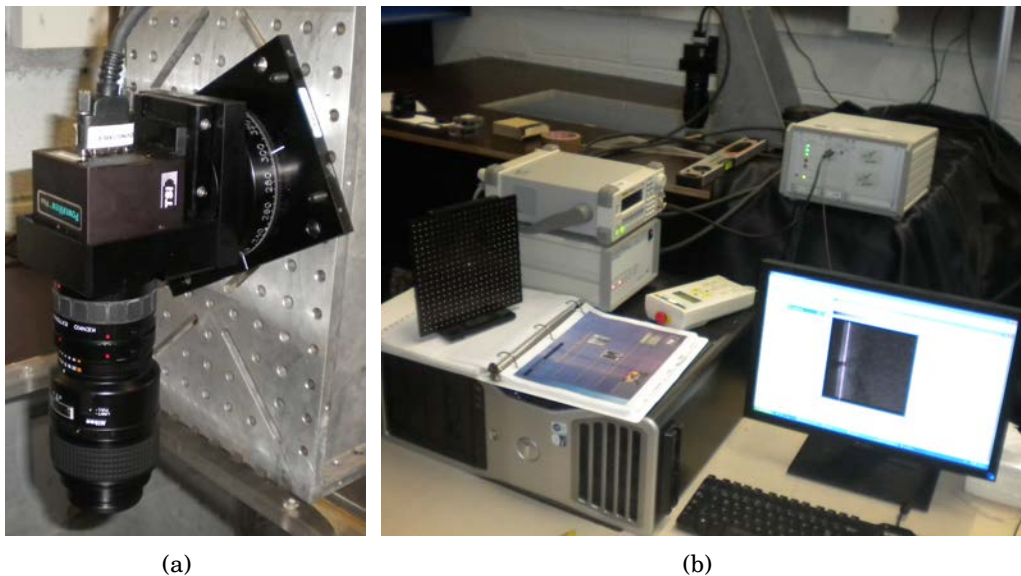


FIGURE 4.7 – Configuration d'essai (a) Caméra PIV avec objectif et bague allonge (b) Système d'acquisition PIV (TSI) avec le caisson contenant l'actionneur de jet synthétique.

La topologie de l'écoulement en phase d'aspiration maximum est représentée sur la figure 4.9(b), les lignes de courant tracées montrent la formation de deux structures tourbillonnaires au voisinage de la fente ainsi que la formation d'un point selle plus bas qui délimite la zone de l'écoulement de sillage proche et le sillage lointain. Cette topologie d'écoulement a déjà été mise en évidence par Smith et Glezer [24] et Schaeffler et al. [23] (figure 4.8).

En effet, ils remarquent que lorsque l'écoulement de jet synthétique est complètement développé, un champ proche et un champ lointain peuvent être mis en évidence. Un point singulier, délimitant ces deux zones, oscille autour d'une position d'équilibre au cours du cycle. Durant sa croissance, l'anneau de vorticité aspire du fluide contenu initialement dans la cavité mais également du fluide ambiant. C'est pourquoi, une trajectoire limite en 2D est observée qui sépare donc la région en deux zones : au-dessus, le fluide est aspiré dans l'anneau de vorticité et en dessous, le fluide est aspiré dans la cavité. Pour Yehoshua et Seifert [57], la distance de ce point de stagnation à l'orifice augmente avec la longueur de pénétration. Expérimentalement on constate que ces points s'approchent de l'orifice pendant la phase de soufflage et s'en éloignent pendant la phase d'aspiration. La position du point selle est aussi fonction de l'amplitude de vitesse du jet synthétique. La topologie de l'écoulement au sein de ces deux régions est détaillée dans la suite de ce travail. On peut aussi remarquer une légère inclinaison du jet, qui n'est donc pas parfaitement symétrique, cette dissymétrie peut aussi être observée dans les travaux de Smith et Glezer. [24] (figure

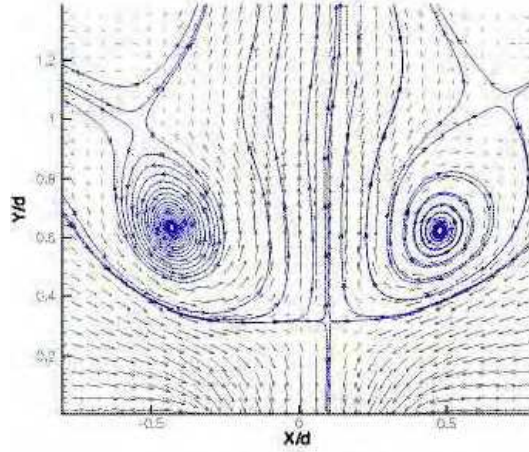
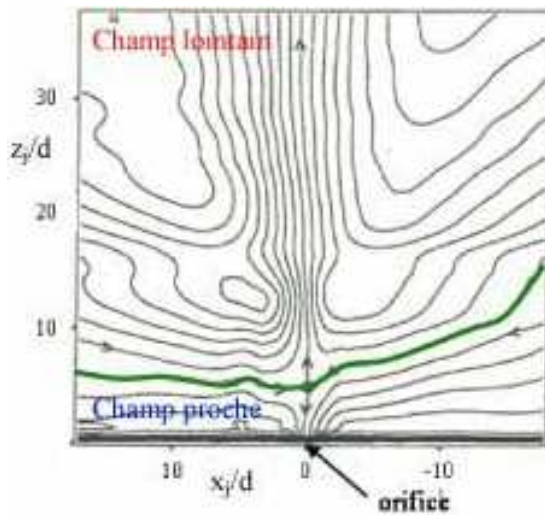
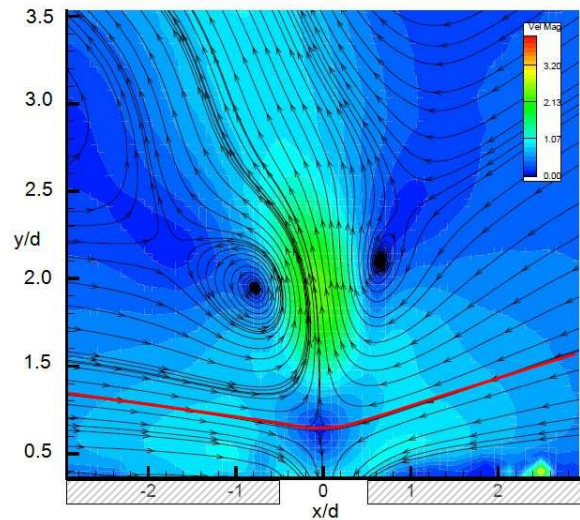


FIGURE 4.8 – Lignes de courant pour la phase d’aspiration maximum, d’après Schaeffler et al. [23]

4.9(a)).



(a) D’après Smith et Glezer [24]



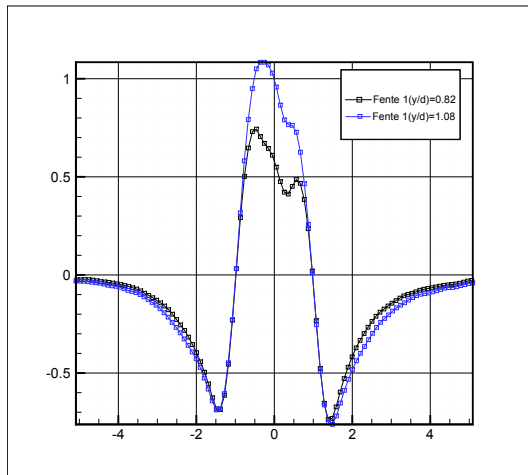
(b) Champ de $6\text{mm} \times 4\text{mm}$, $U_e = 4\text{V}$ et $f = 325\text{Hz}$

FIGURE 4.9 – Champ de vitesse dans la phase d’aspiration maximale.

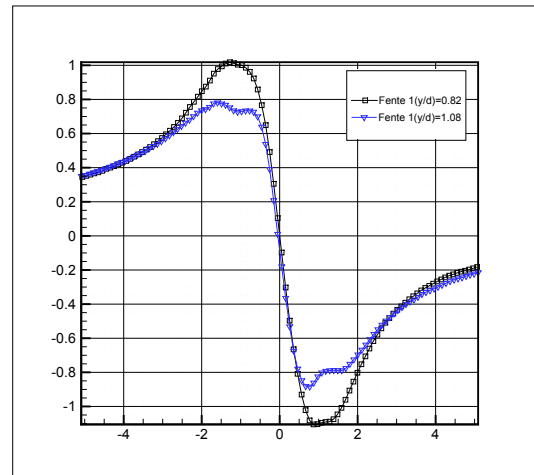
4.2.2 Caractérisation du champ proche

Le comportement moyen dans le champ proche a été analysé. Le fait que le jet synthétique ait un débit massique nul en moyenne sur l’orifice n’implique pas que la vitesse verticale soit nulle en tout point de l’orifice. En effet, si l’on trace les profils de vitesse dans la région de proche paroi ($y/d = 0.82$ et 1.08), on constate que la vitesse moyenne est négative sur les bords de l’orifice et positive au centre (figure 4.10a). Smith et Swift [56] et Mallinson et al. [45] constatent le même comportement et montrent que pour une distance donnée, les profils sont semblables, la vitesse moyenne longitudinale est symétrique et que la vitesse moyenne transversale est antisymétrique. Les profils sont en effet en similitude pour le champ lointain comme nous le verrons par la suite, mais dans le cas du champ

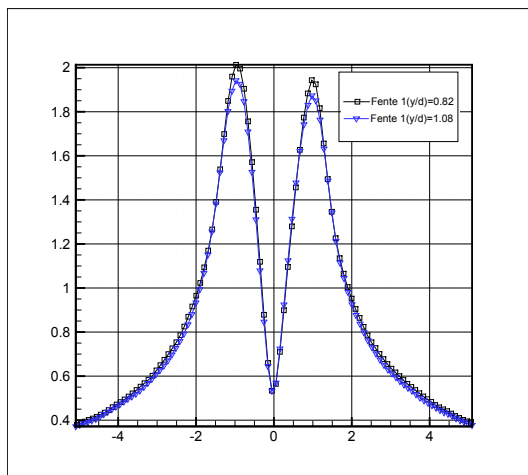
proche, les profils évoluent et on observe une forte aspiration latérale du jet synthétique caractéristique de l'évolution des vitesses moyennes longitudinale et transversale (figure 4.10a et 4.10b). La valeur maximale de l'intensité de turbulence longitudinale (figure 4.10c) est prise au point d'inflexion, et est à l'origine de l'entraînement des tourbillons induits dans le jet synthétique. L'intensité de turbulence transversale (figure 4.10d) quant à elle atteint son maximum au centre du jet et la tension de Reynolds croisée (figure 4.10e) évolue selon un profil antisymétrique avec des maxima proches de ceux observés pour l'intensité de turbulence longitudinale.



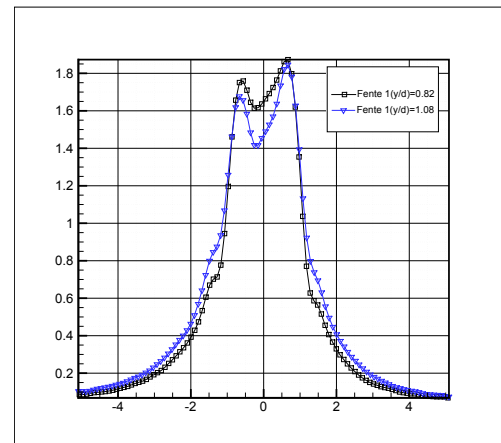
(a) Profil moyen longitudinal



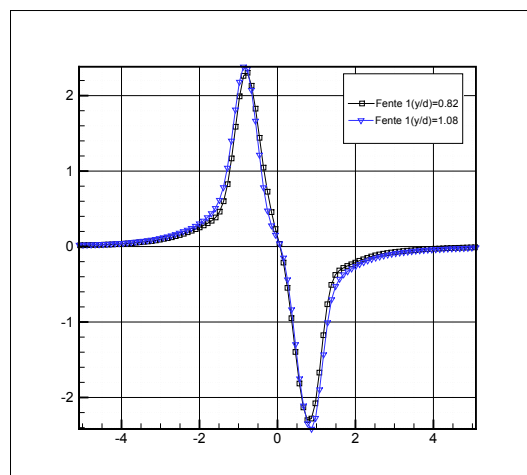
(b) Profil moyen transversal



(c) Intensité de turbulence longitudinale



(d) Intensité de turbulence transversale



(e) Tension de Reynolds croisée

FIGURE 4.10 – Distribution spatiale de la vitesse du jet en fonction de x/d .

4.2.3 Caractérisation du champ lointain

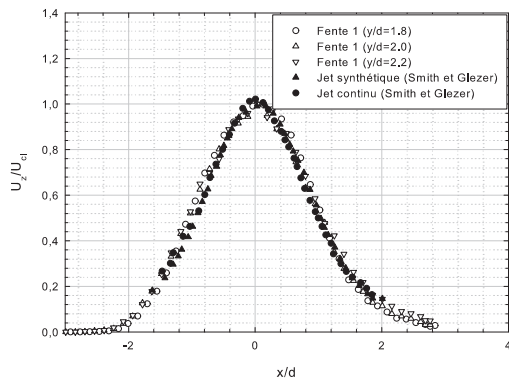
Des mesures au fil chaud ont été réalisées en champ lointain et un bon accord est observé avec la littérature (Smith et Glezer [24]), bien que les mesures anémométriques ne permettent pas de prendre en compte les vitesses négatives qui existent sur les bords du jet. Dans cette région, le jet synthétique a un comportement plus proche du jet turbulent (Fugal et al. [61]). La figure 4.11 montre l'évolution des profils de vitesse moyenne, on remarque que cette distribution est semblable à celle de Smith et Glezer [24] qui caractérisent un jet synthétique dans le sillage lointain. En fait, les profils de vitesses sont semblables à celle d'un jet continu turbulent conventionnel. En effet, les simulations de Mallinson et al. [45] montrent que les profils sont en accord avec la solution de Tollmien pour un jet continu turbulent (Schlichting [62]), de même que Guy et al. [63] ont comparé les profils du jet synthétique aux profils classiques de jets turbulents (White [64])¹ :

$$\frac{U_z}{U_{cl}} = \operatorname{sech}^2\left(\frac{7.67z}{x}\right) \quad (4.1)$$

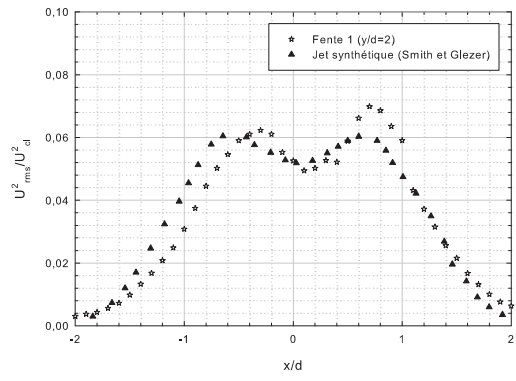
On constate de la même façon qu'en champ proche que la tension de Reynolds longitudinale présente deux pics, ce comportement est lié au fort taux de cisaillement dû à la formation des structures tourbillonnaires.

La comparaison entre les différents types de jets effectuée par Kral et al. [65] montre que les profils du jet synthétique, du jet pulsé et du jet continu sont très semblables. Smith et Swift [56] et Cater et Soria [66] observent que le jet synthétique s'élargit plus vite que le jet continu. Le taux d'évasement dans le cas de Cater et Soria [66] est 20% plus élevé. Quant à la largeur, elle est elle aussi 20% plus grande. Cela est probablement dû à la présence de la paire de tourbillons contra-rotatifs. Dans la région de similitude, les profils adimensionnés sont identiques et ce quels que soit les nombres de Reynolds et de Strouhal. Dans cette région, les différents jets ne gardent plus de traces de leur formation. Le débit de masse est plus grand pour le jet synthétique car les tourbillons entraînent plus de fluide. De plus, le jet synthétique est plus lent que le jet continu car il transitionne plus près de l'orifice. En conclusion, le jet synthétique, au vu des profils de vitesse pris expérimentalement, ressemble à un jet continu en champ lointain alors que près de l'orifice, son comportement est dominé par la présence de la paire de tourbillons.

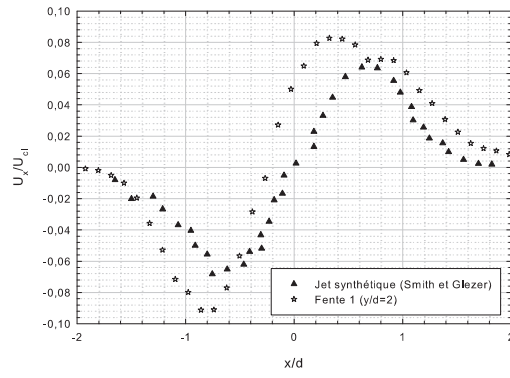
1. $\operatorname{sech}(x) = (\cosh(x))^{-1}$



(a)



(b)



(c)

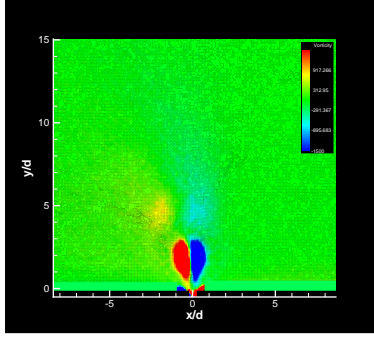
FIGURE 4.11 – Comparaison des profils de vitesse du jet avec ceux de Smith et Glezer [24]

4.2.4 Distribution spatio-temporelles de l'écoulement phase par phase

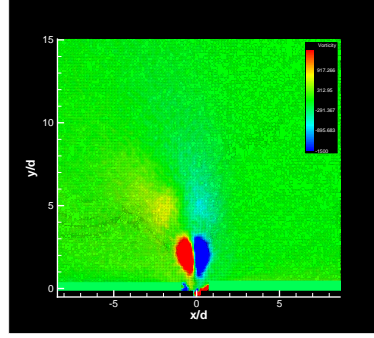
Le champ de vorticité instationnaire peut être reconstitué à partir de la PIV synchronisée en phase. L'objectif est ici de détailler le processus d'injection de quantité de mouvement par le biais des structures contrarotatives émises par le jet synthétique. Ce processus a été clairement défini par Kotapati et Mittal [67], qui ont étudié numériquement la formation d'un jet synthétique dans un milieu au repos. La phase $\Phi = 0^\circ$ correspond au début du mouvement, Kotapati et Mittal observent alors que pour :

- $\Phi = 0^\circ$: la paire de tourbillons aspirée au cycle pr c dent est visible dans la cavité.
- $\Phi = 45^\circ$: deux couches de mélanges se forment sur chaque bord de l'orifice. Celles-ci s'enroulent au fur et à mesure du temps pour former une paire de tourbillons dont la taille est environ égale à la largeur de l'orifice. Un décollement se produit sur les bords en bas de l'orifice.
- $\Phi = 90^\circ$: l'enroulement des couches de mélange est terminé, la paire de tourbillons se détache et est convectée par auto-induction.
- $\Phi = 135^\circ$: le décollement dans le bas de l'orifice produit des tourbillons qui sont convectés dans le sillage de la paire de tourbillons.
- $\Phi = 180^\circ$: l'aspiration débute. La paire de tourbillons commence à perdre sa cohérence et à se dissiper.
- $\Phi = 225^\circ$: la paire de tourbillons a perdu sa cohérence au profit de plusieurs tourbillons plus petits. A cause de l'aspiration, une paire de tourbillons se forme dans la cavité.
- $\Phi = 270^\circ$: les tourbillons à l'extérieur de la cavité se sont dissipés, on a affaire à un jet turbulent.
- $\Phi = 315^\circ$: la paire de tourbillons qui s'est formée dans la cavité s'est détachée et est convectée vers le bas de la cavité.

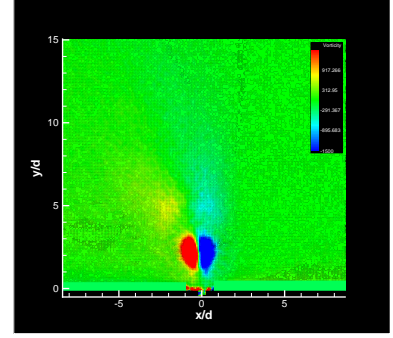
Nous avons réalisé, dans l'optique de décomposer expérimentalement ce processus d'injection de quantité de mouvement, des mesures PIV synchronisées dans les plans de symétrie de la fente pour vingt phases angulaires Φ différentes. Les figures 4.12 et 4.13 montrent l'évolution du champ de vorticité en sortie de fente du premier actionneur pour une fréquence d'excitation de $350Hz$ et une tension d'alimentation de $3V$. Ces valeurs correspondent à une vitesse maximale de soufflage de $4.2m/s$. Les cartographies de vorticité montrent que l'écoulement généré par l'actionneur est un écoulement de jet synthétique comme décrit précédement par Kotapati et Mittal [67].



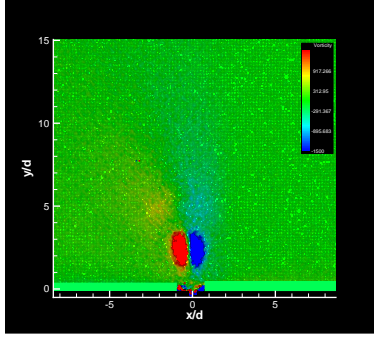
(a) $\Phi = 0^\circ$



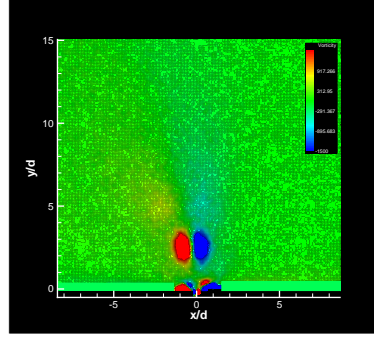
(b) $\Phi = 19^\circ$



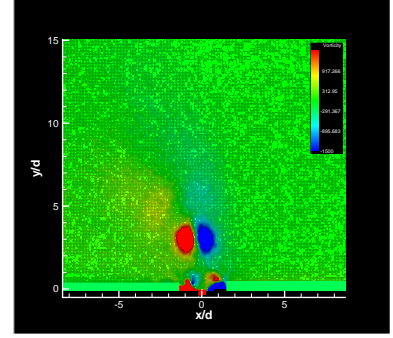
(c) $\Phi = 38^\circ$



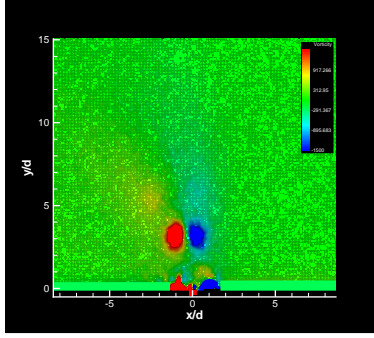
(d) $\Phi = 57^\circ$



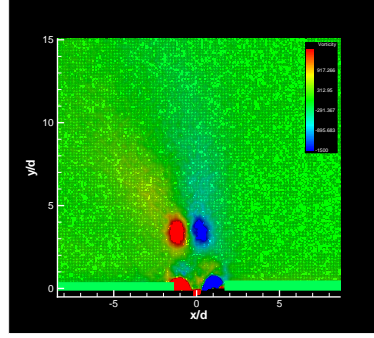
(e) $\Phi = 76^\circ$



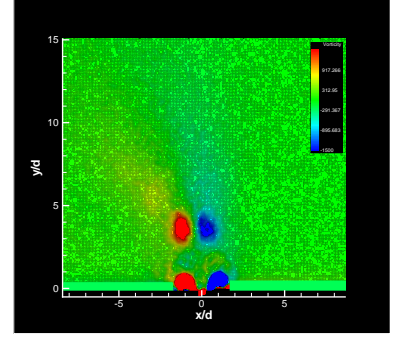
(f) $\Phi = 95^\circ$



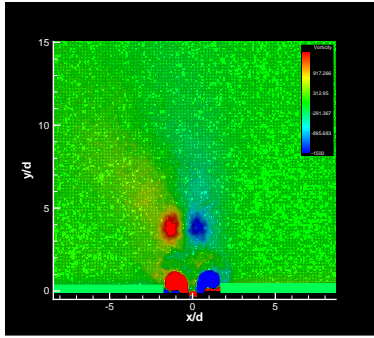
(g) $\Phi = 114^\circ$



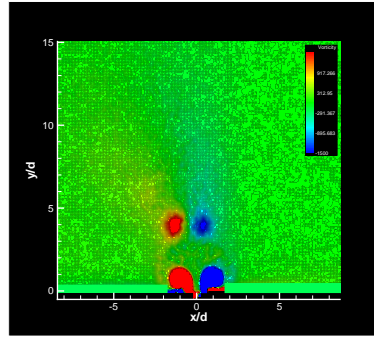
(h) $\Phi = 133^\circ$



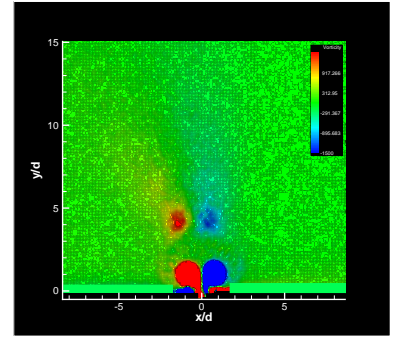
(i) $\Phi = 152^\circ$



(j) $\Phi = 171^\circ$



(k) $\Phi = 190^\circ$



(l) $\Phi = 209^\circ$

FIGURE 4.12 – Distribution spatio-temporelle phase par phase du jet synthétique.

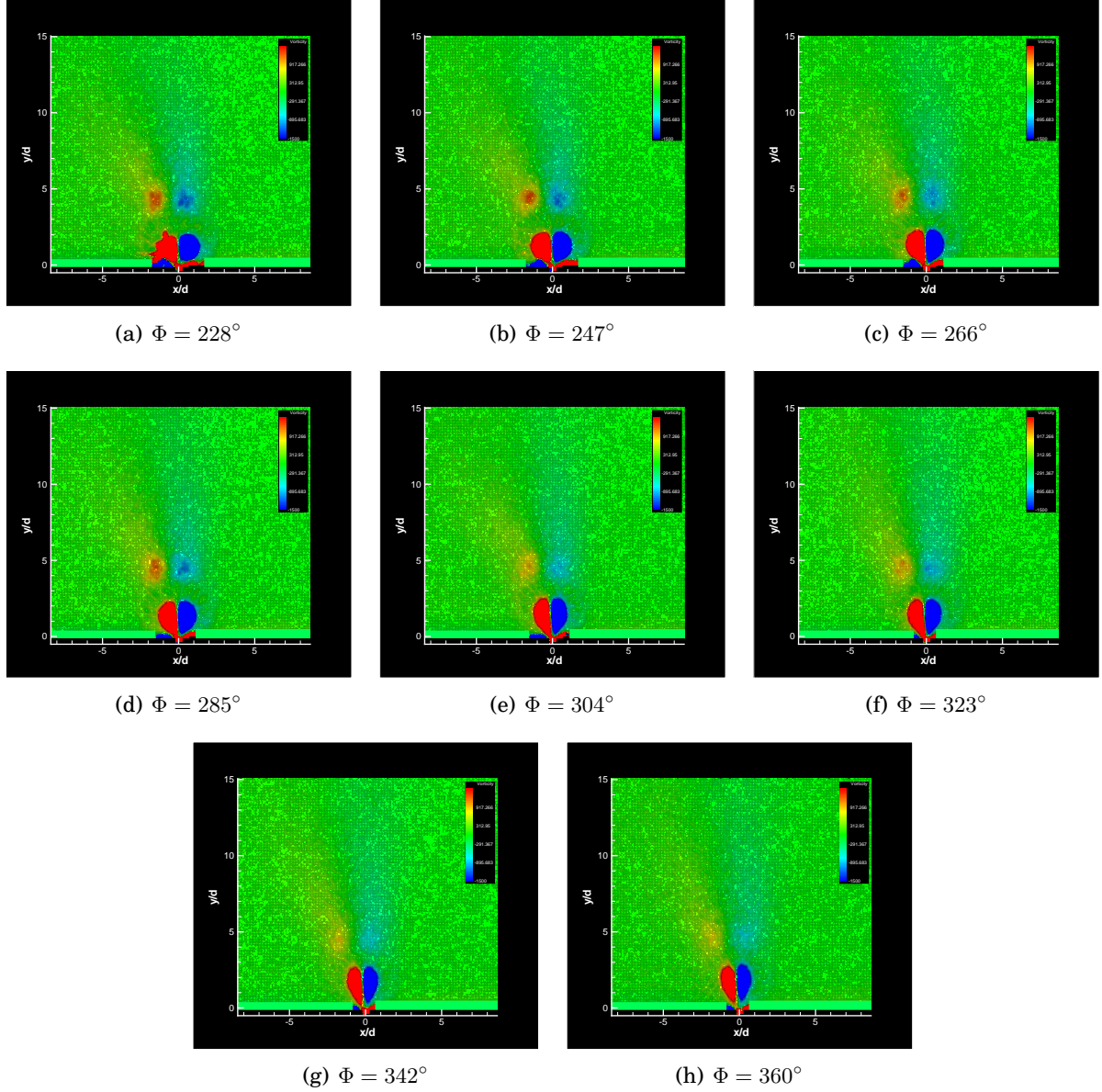


FIGURE 4.13 – Distribution spatio-temporelle phase par phase du jet synthétique (suite).

L'écoulement induit par le jet synthétique est composé d'une paire de structures tourbillonnaires contrarotatives. On observe expérimentalement la formation d'une paire de structures tourbillonnaires par décollement et enroulement des filets fluides à la sortie de la fente entre la phase $\Phi = 133^\circ$ et $\Phi = 190^\circ$. Ces structures grossissent puis se détachent au voisinage de $\phi = 209^\circ$.

4.3 Comparaison des mesures de vitesse obtenues par PIV et par fil chaud

L'anémométrie à fil chaud simple n'étant pas sensible à la direction de l'écoulement et étant de plus intrusive, les mesures de vitesse pour les phases successives de soufflage et d'aspiration en sont fortement affectées. Les mesures PIV synchronisées sont quant à elle exemptes de ces considérations, une comparaison peut donc être faite pour voir à quel point les mesures au fil chaud sont fiables pour l'extraction de la vitesse U_{max} , servant par la suite au calcul du C_μ . Pour faire cette comparaison, la vitesse au centre de l'orifice a été extraite des clichés PIV pour les 20 phases étudiées. Celles-ci ont été comparées avec la moyenne de phase réalisée au fil chaud pour une tension d'alimentation de 3V et une fréquence d'actionnement de 325Hz (figure 4.14).

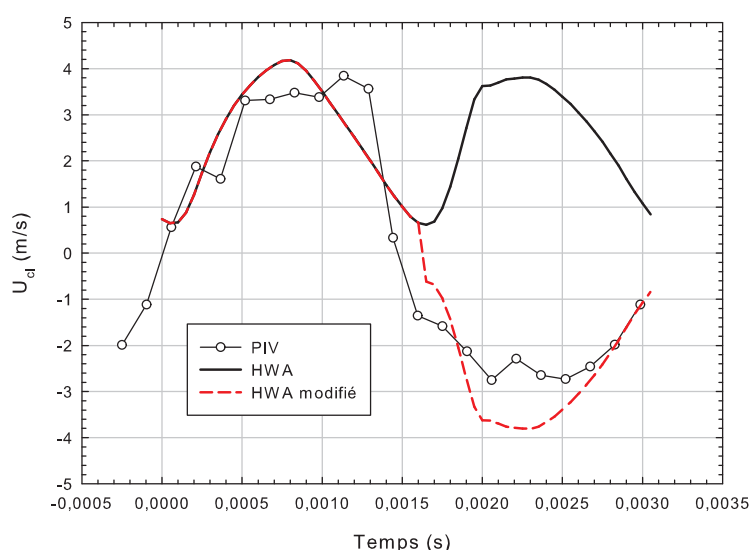


FIGURE 4.14 – Comparaison des moyennes de phase de vitesse obtenues par PIV et par fil chaud au centre de l'orifice

La figure 4.14 met en évidence que la vitesse au centre de l'orifice suit une loi sinusoïdale du type $U_{cl}(t) = U_{max} \cdot \sin(\omega_f t + \phi)$. Les mesures au fil chaud peuvent être interprétées dans la phase d'aspiration comme étant non pas positives mais négatives sans altération due au support du fil chaud (HWA modifiée sur la figure 4.14). Les résultats reportés montrent aussi que les deux techniques de mesures offrent une évolution temporelle de la vitesse du jet synthétique en sortie de fente et une durée des phases d'aspiration et de soufflage comparable. Sachant que la PIV souffre, dans la région proche de l'orifice, d'erreurs dues principalement aux réflexions de paroi et aux dispersions liées au faible temps d'intégration, les mesures du maximum de vitesse au centre de l'orifice (U_{max}) par fil chaud sont prises comme références pour le calcul du coefficient de quantité de mouvement. Cette dernière observation permet donc de justifier le calcul de la quantité de mouvement \bar{I}_j à partir des mesures de fil chaud comme nous allons le voir maintenant.

4.4 Calcul de la quantité de mouvement injectée par les jets synthétiques

Le synoptique du traitement des signaux fil chaud pris en phase en vue d'obtenir la quantité de mouvement injectée par les jets synthétiques est reportée sur la figure 4.15. Le signal temporel de vitesse en sortie de fente et le signal d'alimentation de l'actionneur de jet synthétique sont enregistrés parallèlement pour pouvoir faire une moyenne de phase de la vitesse sur un cycle. La vitesse maximale de soufflage U_{max} est alors déduite puis corrigée en fonction du nombre de Stokes de l'écoulement de jet synthétique afin de calculer la vitesse spatiale moyenne de soufflage du jet synthétique \tilde{U}_j . En effet le profil de vitesse de sortie de fente est fonction du nombre de Stokes et peut varier entre un profil de type parabolique à un profil constant, une correction doit donc être faite pour obtenir la vitesse spatiale moyenne de soufflage du jet synthétique (\tilde{U}_j). Cette vitesse est ensuite utilisée pour calculer la vitesse temporelle moyenne pendant la phase de soufflage (\bar{U}_j) puis la quantité de mouvement injectée par l'actionneur \bar{I}_j .

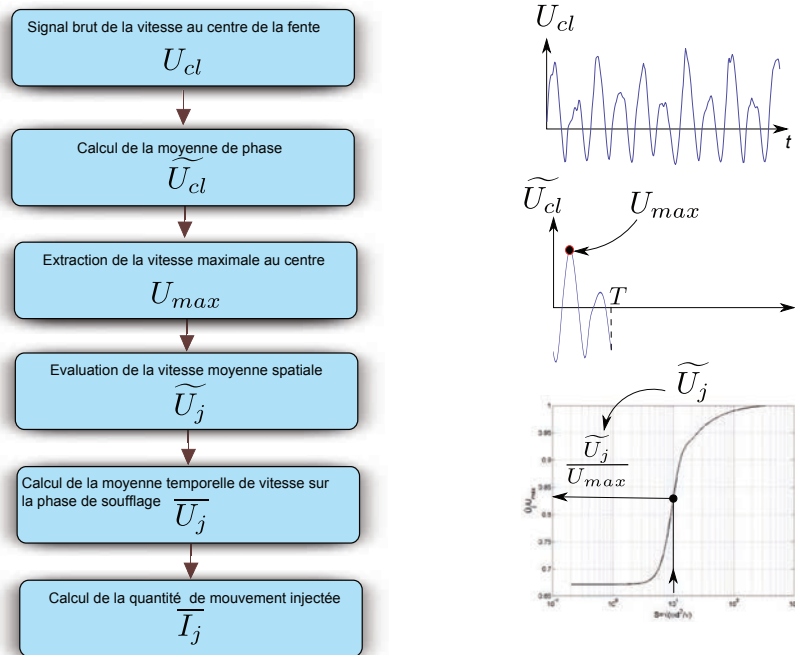


FIGURE 4.15 – Synoptique du traitement pour le calcul de la quantité de mouvement injectée.

4.5 Conclusion

L'actionneur développé pour le contrôle a été présenté et ses performances aérodynamiques ont été caractérisées expérimentalement. Les résultats montrent que les actionneurs permettent de générer des jets synthétiques qui peuvent atteindre des vitesses de soufflage maximales pouvant atteindre 10 m/s pour des fréquences de résonance comprises entre $300\text{Hz} < f_j < 450\text{Hz}$. L'amplitude de la vitesse de soufflage au centre de la fente croît linéairement avec la tension d'excitation des actionneurs. L'évolution temporelle en phase de l'écoulement à la sortie de la fente montre un comportement de type jet synthétique avec formation et éjection périodique de structures tourbillonnaires. Finalement, les tableaux 4.1 à 4.4 résument les quantités de mouvement injectables dans l'écoulement pour les deux actionneurs (fentes 1 et 2) et pour les deux fréquences $f_j = 325\text{Hz}$ et 425Hz et cela pour différentes tensions d'alimentation U_e .

$U_e \text{ (Volt)}$	L_0/d	$U_{max} \text{ (m/s)}$	$\bar{U}_j \text{ (m/s)}$	$\bar{I}_j \text{ (kg.m/s}^2\text{)}$
2.00	1.08	0.83	0.70	0.1×10^{-3}
3.00	3.15	2.41	2.05	0.9×10^{-3}
4.00	5.47	4.18	3.56	2.6×10^{-3}
5.00	8.32	6.37	5.41	6.1×10^{-3}
6.00	10.32	7.89	6.71	9.3×10^{-3}
7.00	11.56	8.84	7.52	11.7×10^{-3}
8.00	12.09	9.25	7.86	12.8×10^{-3}
8.60	12.70	9.76	8.30	14.2×10^{-3}

TABLE 4.1: Caractéristiques de la fente 1 pour $f_j = 325\text{Hz}$ en fonction de la tension d'alimentation.

$U_e \text{ (Volt)}$	L_0/d	$U_{max} \text{ (m/s)}$	$\bar{U}_j \text{ (m/s)}$	$\bar{I}_j \text{ (kg.m/s}^2\text{)}$
2.00	0.57	0.57	0.49	0.05×10^{-3}
3.00	1.28	1.29	1.09	0.25×10^{-3}
4.00	2.56	2.56	2.17	0.98×10^{-3}
5.00	3.24	3.24	2.75	1.56×10^{-3}
6.00	4.00	4.00	3.40	2.39×10^{-3}
7.00	4.56	4.57	3.89	3.12×10^{-3}
8.00	4.85	4.85	4.13	3.52×10^{-3}
8.60	5.34	5.34	4.54	4.26×10^{-3}

TABLE 4.2: Caractéristiques de la fente 1 pour $f_j = 425\text{Hz}$ en fonction de la tension d'alimentation.

U_e (Volt)	L_0/d	U_{max} (m/s)	\bar{U}_j (m/s)	\bar{I}_j (kg.m/s ²)
2.00	0.58	0.38	0.32	0.02×10^{-3}
3.00	1.32	0.86	0.74	0.11×10^{-3}
4.00	2.52	1.64	1.40	0.40×10^{-3}
5.00	4.71	3.06	2.60	1.39×10^{-3}
6.00	8.14	5.29	4.49	4.17×10^{-3}
7.00	11.17	7.26	6.17	7.87×10^{-3}
8.00	13.14	8.54	7.26	10.90×10^{-3}
8.60	14.67	9.53	8.10	13.60×10^{-3}

TABLE 4.3: Caractéristiques de la fente 2 pour $f_j = 325Hz$ en fonction de la tension d'alimentation.

U_e (Volt)	L_0/d	U_{max} (m/s)	\bar{U}_j (m/s)	\bar{I}_j (kg.m/s ²)
2.00	0.47	0.40	0.34	0.02×10^{-3}
3.00	1.47	1.25	1.06	0.23×10^{-3}
4.00	3.02	2.57	2.18	0.98×10^{-3}
5.00	3.55	3.02	2.57	1.36×10^{-3}
6.00	9.34	7.94	6.74	9.40×10^{-3}
7.00	12.48	10.61	9.02	16.80×10^{-3}
8.00	15.22	12.94	10.99	25.00×10^{-3}
8.60	17.53	14.90	12.66	33.10×10^{-3}

TABLE 4.4: Caractéristiques de la fente 2 pour $f_j = 425Hz$ en fonction de la tension d'alimentation.

Contrôle de l'écoulement par jets synthétiques

Après avoir caractérisé les actionneurs, nous allons passer au contrôle proprement dit sur le corps de Ahmed. L'étude sur le contrôle par jets synthétiques est réalisée en totalité dans la soufflerie subsonique à veine de retour du laboratoire TEMPO, décrite dans le chapitre 2. La maquette utilisée ici est à l'échelle 1. La vitesse extérieure, en amont de la maquette, choisie pour cette étude est de 16 m/s, correspondant à un nombre de Reynolds basé sur la hauteur du corps Re_H de 3.1×10^5 . Les pesées par balance aérodynamique sont également réalisées pour des vitesses allant de 16 m/s à 45m/s, soit respectivement pour des nombres de Reynolds Re_H allant de 3.1×10^5 à 8.5×10^5 . En outre, comme nous l'avons rappelé précédemment, Krajnović et al. [9] démontrent par voie numérique que la topologie de l'écoulement autour de cette géométrie est insensible au nombre de Reynolds pour $Re_H \geq 2 \times 10^5$. L'efficacité aérodynamique du contrôle, basée sur la mesure de traînée, est observée en fonction des paramètres des jets synthétiques, c'est-à-dire, le coefficient de quantité de mouvement (C_μ) et la fréquence réduite d'excitation (F^+). La combinaison des deux actionneurs est aussi étudiée en détail.

5.1 Paramètres de contrôle

Les paramètres de contrôle liés à l'interaction des jets synthétiques avec l'écoulement sont le coefficient de quantité de mouvement et la fréquence réduite comme définis au chapitre 1.

- Pour rappel, le coefficient de quantité de mouvement s'exprime de la manière suivante :

$$C_\mu = \frac{S_j}{S_\infty} \cdot \left(\frac{\bar{U}_j}{U_\infty} \right)^2 = \frac{d}{H_A} \cdot \left(\frac{\bar{U}_j}{U_\infty} \right)^2 \quad (5.1)$$

Avec \bar{U}_j la vitesse moyenne de soufflage, U_∞ la vitesse de l'écoulement infini amont, S_∞ le maître couple de la maquette, H_A la hauteur du corps et d la largeur de la fente d'injection.

Le coefficient de quantité de mouvement du jet synthétique apparaît comme le paramètre dimensionnant du contrôle pour une fréquence réduite de travail donnée. Les travaux issus de la bibliographie montrent cependant que la fréquence de fonctionnement du jet synthétique contribue également à l'efficacité du contrôle.

- Cette fréquence réduite de fonctionnement est définie par :

$$F^+ = \frac{f_j H_A}{U_\infty} \quad (5.2)$$

où f_j est la fréquence d'excitation des membranes piézoélectriques.

Comme la hauteur de la maquette est fixe, l'influence de la fréquence réduite peut être étudiée en fonction de la fréquence de travail des membranes ou encore de la vitesse de l'écoulement.

Les applications des jets synthétiques visées dans la littérature se situant dans le domaine de l'aérodynamique externe, la plupart des études ont consisté à contrôler des décollements. De plus, ces études se sont focalisées sur l'amélioration des performances aérodynamiques avec en général peu d'explications sur le choix des paramètres de contrôle comme la fréquence et la vitesse du jet synthétique. Ainsi, par exemple pour la fréquence de forçage, deux stratégies coexistent : un forçage à des fréquences réduites F^+ inférieures à l'unité et un forçage à plus haute fréquence. Il serait donc intéressant de les comparer. Pour ce faire, nous avons dimensionné nos jets synthétiques en vue d'obtenir des fréquences réduites comprises entre 2.08 et 7.65 pour la gamme de nombres de Reynolds étudiée (Re_H allant de 3.1×10^5 à 8.5×10^5).

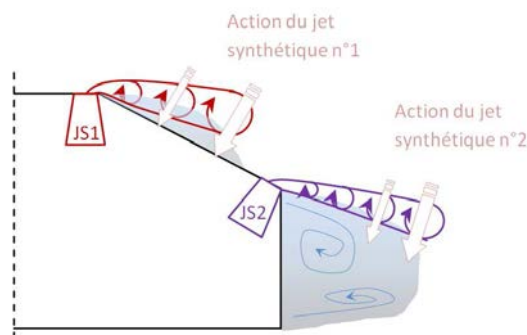


FIGURE 5.1 – Schéma de principe des actions de contrôle des actionneurs 1 et 2

5.2 Stratégie de contrôle employée

Le contrôle par jets synthétiques a suscité un fort engouement comme en témoigne le nombre important d'articles cités. Ces publications démontrent surtout l'efficacité des jets synthétiques pour supprimer les décollements sur des configurations variées. Mais la compréhension physique de l'effet des paramètres du contrôle a beaucoup moins progressé. La raison est que le nombre de paramètres est très important et ceux-ci sont souvent

liés. Parmi ceux-ci, on peut citer : la fréquence, l'amplitude, les distributions temporelles et spatiales du forçage, la forme de l'orifice, l'angle d'attaque, la position de l'actionneur, les interdépendances des actionneurs, etc... Trois de ces paramètres seront étudiés dans ce chapitre : *la fréquence, l'amplitude de forçage et l'interdépendance des actionneurs*. De même, la compréhension physique de la dynamique des jets synthétiques est peu abordée dans la littérature. C'est pourquoi dans le chapitre 4, la dynamique du jet synthétique a été analysée et comparée à celle d'un jet continu en vue d'enrichir les connaissances sur le sujet.

La stratégie de contrôle employée dans la suite de l'étude est basée sur une combinaison de jets synthétiques en vue, d'une part de réduire le bulbe décollé se développant sur la lunette arrière du corps, et d'autre part de limiter le développement de la zone de recirculation de culot (figure 5.1). Les jets synthétiques seront appliqués sur deux positions, la première se situant juste en amont de la rupture pente pavillon/lunette arrière et la seconde juste en amont de la rupture de pente entre la lunette et le culot (positions définies dans le chapitre 2). L'interdépendance des jets synthétiques, ainsi que leurs fréquences et leurs amplitudes de forçage vont être modulées et analysées.

5.3 Le contrôle en termes de réduction de traînée

5.3.1 Coefficient de traînée en fonction du nombre de Reynolds

L'influence des différents actionneurs sur l'efficacité aérodynamique du contrôle est ici examinée à partir des résultats de pesée. Les mesures sont réalisées pour trois configurations de contrôle :

1. En contrôlant simplement en amont de la rupture de pente entre le pavillon et la lunette arrière (actionneur 1 seul),
2. En contrôlant simplement sur le bas de la lunette arrière (actionneur 2 seul),
3. En contrôlant simultanément avec les deux actionneurs.

Les réductions de traînée pour les trois configurations sont représentées sur les figures 5.2(a) et 5.17(c) en fonction du nombre de Reynolds et respectivement pour deux fréquences différentes.

- Tout d'abord, on constate que les réductions de traînée associées à la première configuration (actionneur 1 seul) sont sensibles au nombre de Reynolds et une réduction de l'ordre de 2 à 10% de traînée est observée. Un maximum de réduction de traînée est observé pour un Reynolds de $Re_L = 2.3 \times 10^6$, correspondant à une fréquence réduite de l'ordre de 3.

Cette configuration a déjà été étudiée par Leclerc [18] et des valeurs similaires en termes de réduction de traînée ont également été observées. Le mécanisme de réduction de traînée a été clairement détaillé par Joseph [25] et est associé à un apport de quantité de mouvement par les structures induites dans l'écoulement, à une fréquence proche de la fréquence de Kelvin-Helmholtz. En grossissant et en s'adveçant dans le sillage, ces tourbillons vont créer un brassage entre les zones décollées à basse vitesse et l'écoulement extérieur à haute vitesse, provoquant une diminution des décollements. Ce principe est schématisé figure 5.3(a).

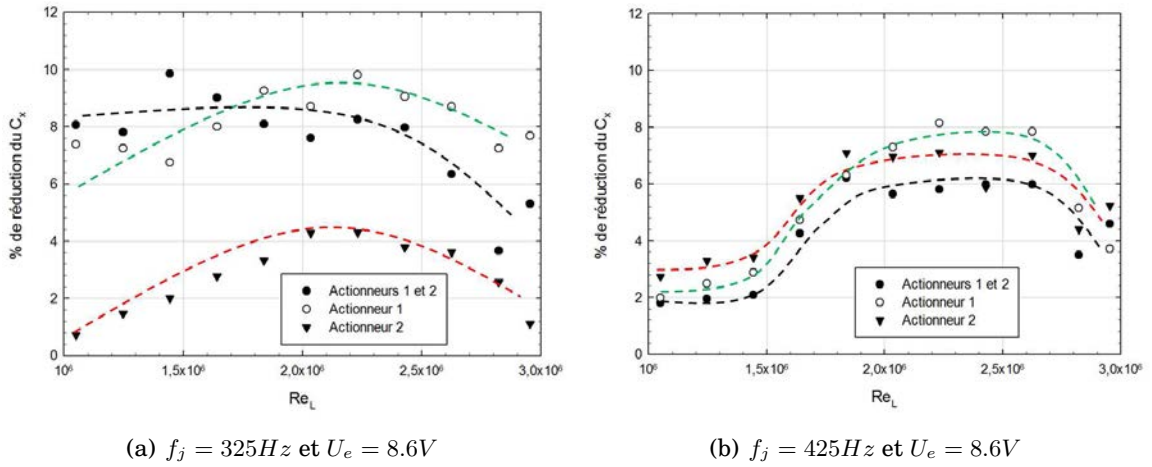


FIGURE 5.2 – % de réduction de traînée en fonction du nombre de Reynolds

Duriez et al. [26] constatent également ce phénomène sur une marche descendante, mais y ajoutent une explication intéressante sur le rôle du temps de cycle de la perturbation périodique. Plus que par la valeur de la fréquence, l'efficacité du contrôle est selon eux déterminée par une synchronisation entre l'émission de tourbillon naturelle et l'émission de tourbillon forcée (par le système de contrôle). Ainsi, comme le schématise la figure 5.3(b), la fréquence doit être proche de celle des fréquences naturelles de l'écoulement à contrôler. De ce fait la couche de cisaillement "répond" à l'excitation forcée générée par l'actionneur et induit un contrôle d'écoulement optimal.

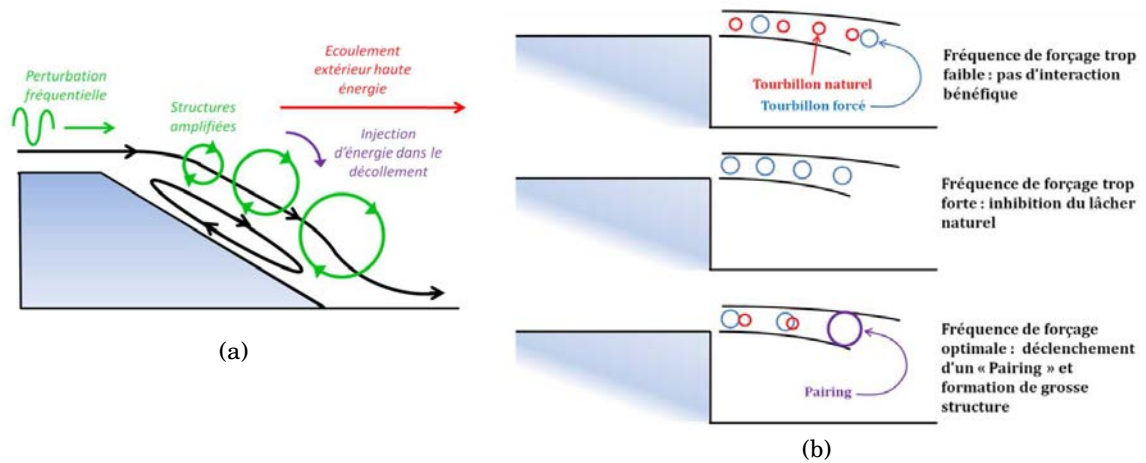


FIGURE 5.3 – (a) Principe du contrôle sur décollement partiel, d'après Joseph [25], (b) Mécanisme du forçage optimal, selon Duriez et al. [26].

- Pour le cas du contrôle sur le bas de la lunette arrière (actionneur 2 seul), les figures 5.2(a) et 5.17(c) mettent en évidence là aussi une réduction de traînée. Pour le cas à $325 Hz$, la réduction de traînée est faible avec un maximum autour de $Re_L = 2.3 \times 10^6$. Pour le cas à $425 Hz$, la réduction de traînée est bien plus forte, mais légèrement moins importante que celle induite par l'actionneur 1 seul sur la lunette. La quantité de mouvement introduite

par l'actionneur 2 étant plus de deux fois plus grande à $425Hz$ qu'à $325Hz$.

Le mécanisme de contrôle est ici beaucoup moins clair. Dans la littérature, on trouve cependant quelques informations sur la conformation idéale de l'écoulement de sillage induisant une réduction de traînée. Celle-ci doit être proche d'une configuration symétrique des structures de culot. Dans notre cas, l'injection de quantité de mouvement peut éventuellement réduire la taille de la zone de sillage, voire affecter légèrement la dissymétrie de l'écoulement de culot. Ce point sera traité dans la suite de ce chapitre.

- Par contre, au vu des réductions de traînée induites par les actionneurs 1 et 2 seuls, on pourrait s'attendre à avoir une réduction encore plus grande lorsque les deux actionneurs fonctionnent simultanément, mais il n'en est rien. En effet, au vu des figures 5.2(a) et 5.17(c), la réduction de traînée induite par les deux actionneurs en fonctionnement simultané est du même ordre de grandeur, voire même inférieure à celle induite par les actionneurs pris séparément.

Pour $325Hz$, la réduction de traînée des deux actionneurs couplés est approximativement égale à la somme des deux réductions de traînée engendrées par les actionneurs pris séparément pour des nombres de Reynolds allant de $Re_L = 1 \times 10^6$ à 1.5×10^6 . Pour des nombres de Reynolds supérieurs à $Re_L = 1.7 \times 10^6$, la réduction de traînée des deux actionneurs couplés est plus faible que celle de l'actionneur 1 seul, mais reste bien supérieure à celle de l'actionneur 2 seul.

Pour $425Hz$, la réduction de traînée des deux actionneurs couplés est systématiquement plus faible que la réduction de traînée de l'un ou l'autre des actionneurs seul. Ce résultat est surprenant car il souligne le fait que dans ce cas ($425Hz$) les deux actionneurs en fonctionnement couplé sont moins efficaces que l'un d'entre eux à la même fréquence. Ce phénomène sera expliqué par la suite grâce aux champs PIV.

Avant d'analyser la topologie de l'écoulement contrôlé, il est intéressant de regarder l'influence des paramètres de contrôle pris indépendamment, on peut par exemple caractériser l'effet de la fréquence réduite à amplitude de soufflage constante ou inversement.

5.3.2 Évolution du coefficient de traînée en fonction de la fréquence réduite

La figure 5.4 donne la réduction de traînée en fonction de la fréquence réduite d'actionnement pour les deux actionneurs en fonctionnement séparé. On constate que la plus forte réduction de traînée est enregistrée pour une fréquence réduite de l'ordre de 2.5 à 3, sous cette fréquence ou passé cette fréquence, la réduction de traînée chute fortement. Il semble que la fréquence réduite soit un paramètre important dans le cadre du contrôle des décollements. Pour l'actionneur 2, la plage de fréquence balayée n'est pas suffisante pour dresser des conclusions, mais son comportement semble assez similaire à celle de l'actionneur 1.

Comme nous venons de le voir précédemment la réduction de traînée est maximale pour un nombre de Reynolds correspondant à une fréquence réduite de l'ordre de 3. Le mécanisme de réduction de traînée par la voie du contrôle du décollement sur la lunette arrière

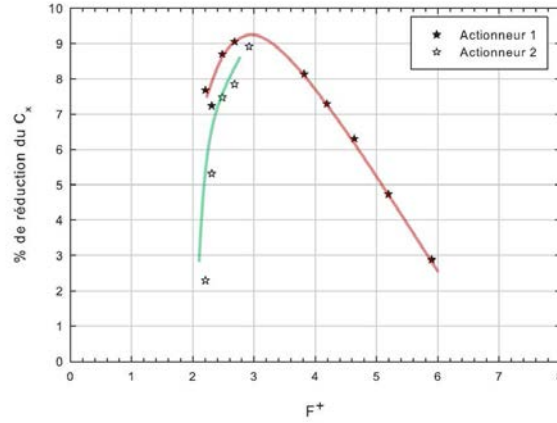


FIGURE 5.4 – % de réduction de traînée en fonction de F^+ pour $C_\mu \approx 2 \times 10^{-4}$

du corps est lié à la fréquence de Kelvin Helmholtz d'après Duriez et al. [26] et Joseph [25]. La fréquence de Kelvin-Helmholtz associée à la couche de cisaillement se développant sur la lunette arrière du corps de Ahmed n'a pas pu être identifiée dans la présente étude, mais dans la littérature celle-ci est de l'ordre de $St_A \approx 1.34$ à 4.28 . Si l'on prend le même adimensionnement que pour F^+ , la fréquence réduite de Kelvin-Helmholtz est de l'ordre de 1.15 à 3.66 , c'est-à-dire proche du maximum de réduction de traînée mesurée expérimentalement dans notre cas.

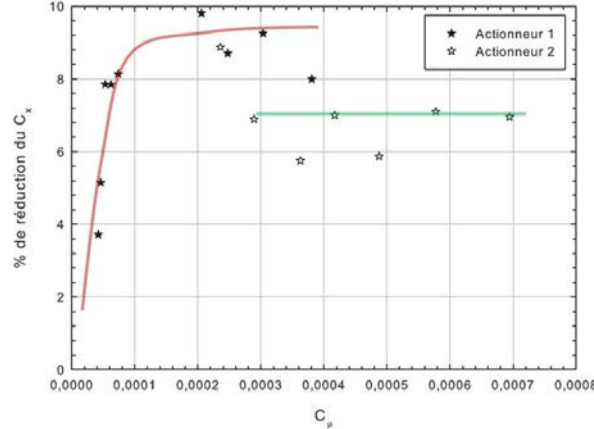


FIGURE 5.5 – % de réduction de traînée en fonction du C_μ pour $F^+ \approx 3.5$.

5.3.3 Évolution du coefficient de traînée pour diverses amplitudes

Le potentiel aérodynamique du contrôle est examiné à partir des réductions de traînée aérodynamique relevées lorsque l'amplitude des jets synthétiques croît. Pour cela, la réduction de traînée mesurée est reportée pour plusieurs valeurs du coefficient de quantité de mouvement (figure 5.5). Une réduction de traînée maximale de l'ordre de 10%, pour l'actionneur 1 est alors obtenue pour $C_\mu = 2 \times 10^{-4}$, cette réduction de traînée semble se maintenir pour des valeurs de C_μ plus importantes. Dans le cas de l'actionneur 2, une réduction avoisinant les 7% est observée quelque soit le C_μ et semble indépendante de

celui-ci dans la gamme des C_μ étudiés.

Bien que les deux actionneurs contrôlent l'écoulement de façon somme toute différente, leur comportement vis-à-vis des paramètres tels que la fréquence d'actionnement et l'amplitude du jet synthétique sont très proches. Une étude détaillée des modifications topologiques de l'écoulement se développant autour du corps de Ahmed s'avère nécessaire en vue d'une compréhension physique des phénomènes induits par ces jets synthétiques. Pour ce faire, une étude détaillée des champs de vitesse sur la lunette et dans le sillage du corps va maintenant être effectuée.

5.4 Le contrôle en termes de topologie d'écoulement

Les réductions de traînée aérodynamique mesurées précédemment indiquent que le contrôle par jets synthétiques agit favorablement sur l'écoulement. Dans cette section, les effets du contrôle sont étudiés en examinant l'évolution de la topologie moyenne de l'écoulement sur la lunette et dans le sillage proche. Dans ce cadre, plusieurs cas de figure seront étudiés, le Tableau 5.1 donne un récapitulatif des différents cas de contrôle utilisés pour la caractérisation topologique de l'écoulement contrôlé.

CAS	Réf.	Act. n°1		Act. n°2		Act. n°1 et n°2			
f_j (Hz)	0.00	325	425	325	425	325		425	
F^+	0.00	5.85	7.65	5.85	7.65	5.85		7.65	
\overline{U}_j (m/s)	0.00	8.30	4.54	8.10	12.66	8.30	8.10	4.54	12.66
C_μ ($\times 10^4$)	0.00	9.34	2.79	8.89	21.73	9.34	8.89	2.79	21.73
$\Delta C_x/C_x$ (%)	0.00	7.4	1.9	0.7	2.7	8.0		1.8	

TABLE 5.1: Récapitulatif des cas traités par PIV et SPIV pour $U_\infty = 16m/s$.

Deux fréquences réduites différentes, ainsi que quatre coefficients de quantité de mouvement seront étudiés et comparés au cas de référence non contrôlé (les assemblages sont reportés en annexe F). On peut noter que la configuration avec une fréquence d'actionnement de f_j de $325Hz$ donne une fréquence réduite de 5.85 et un C_μ d'environ 9×10^{-4} pour les deux actionneurs. Cette configuration présente un intérêt, car les actionneurs sont semblables et présentent les mêmes caractéristiques réduites. A $425Hz$, soit pour une fréquence réduite de 7.65, l'actionneur 2 prend le dessus sur l'actionneur 1 en termes de C_μ qui est dans ce cas de figure environ 10 fois plus important.

5.4.1 Mécanisme de réduction de traînée associé à l'actionneur 1 seul

L'actionneur 1 étant positionné en amont de la lunette, l'effet du contrôle se porte principalement sur le bulbe décollé localisé sur la lunette arrière du corps de Ahmed.

Les mesures PIV sont réalisées dans le plan longitudinal médian pour le cas de référence, ainsi que pour deux cas contrôlés (figures 5.6, 5.7 et 5.8). Le nombre de Reynolds

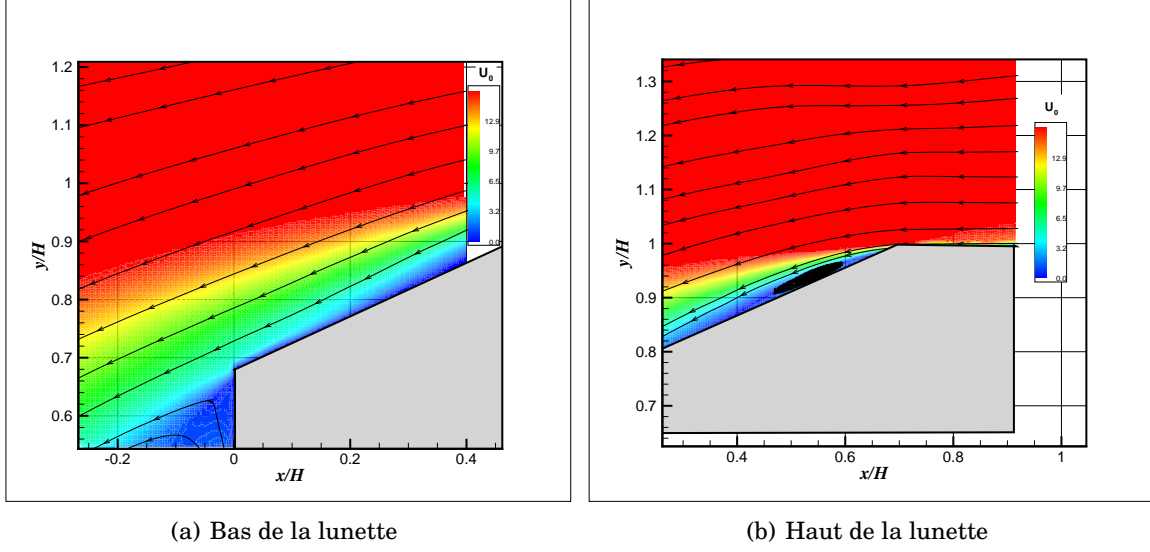


FIGURE 5.6 – Topologie de l'écoulement (cas de référence)

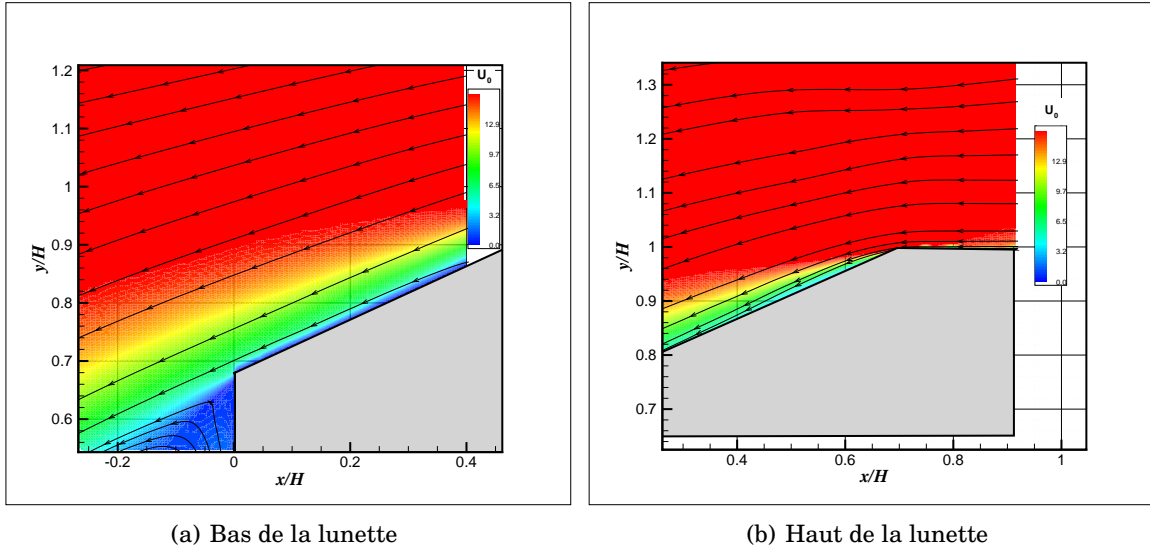


FIGURE 5.7 – Topologie de l'écoulement (actionneur 1, $F^+ = 5.85$, $C_\mu = 9.34 \times 10^{-4}$)

étudié (Re_H) est égal à 3.1×10^5 ($Re_L \approx 10^6$).

D'une façon générale on remarque que pour la fréquence réduite correspondant au plus fort coefficient de quantité de mouvement de l'actionneur 1, le bulbe décollé est supprimé totalement (figure 5.7(b)). Ce cas correspond pour information à une réduction de traînée de 7.4%. Pour la fréquence réduite de 7.65 avec un coefficient de quantité de mouvement quatre fois moins important, le décollement persiste, mais semble moins important que dans le cas de référence. Ce second cas de figure correspond à une réduction de traînée de 1.9%.

On constate d'une façon générale une réduction de l'épaisseur de couche limite dans les cas contrôlés. Cette variation peut être observée sur les figures 5.6(a), 5.7(a) et 5.8(a)

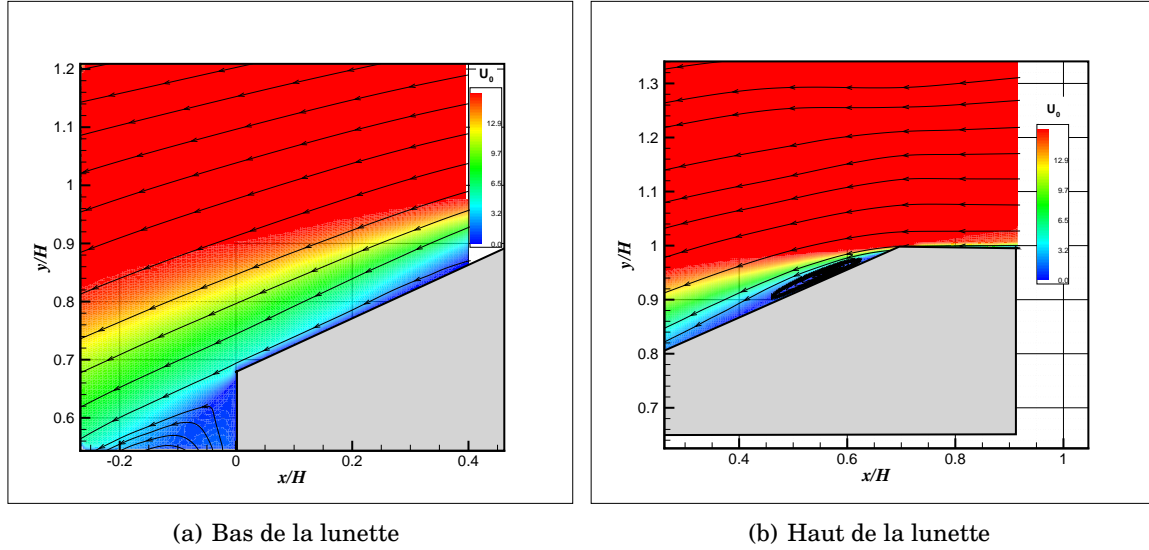


FIGURE 5.8 – Topologie de l'écoulement (actionneur 1, $F^+ = 7.65$, $C_\mu = 2.79 \times 10^{-4}$)

à l'arrière de la lunette. La Figure 5.7(b) montre que la réduction du bulbe décollé est accompagnée d'une diminution des épaisseurs de couche limite sur toute la longueur de la lunette arrière.

Par ailleurs, la réduction de l'épaisseur des couches limites est accompagnée d'une augmentation des vitesses en proche paroi. Cette diminution est également observée par Rouméas [33] lorsque le bulbe décollé est supprimé par aspiration continue, ainsi que par Leclerc [18] avec un contrôle par jets synthétiques. L'introduction de quantité de mouvement à l'aide du contrôle permet alors de renforcer l'écoulement pour qu'il résiste au gradient de pression adverse. En vue d'étayer ces propos, une analyse des cartographies de vorticité est présentée dans le cas contrôlé avec disparition du bulbe décollé et est comparée au cas de référence.

Les cartographies de vorticité calculées à partir des champs de vitesse permettent de clarifier le mécanisme de contrôle à l'origine de la suppression du bulbe décollé (figures 5.9(a) et 5.9(b)). Les cartographies sont accompagnées des lignes de courant de l'écoulement moyen.

- Sans contrôle (figure 5.9(a)), les lignes de courant mettent en évidence la zone de recirculation associée au bulbe décollé. Celui-ci prend naissance au niveau de la rupture de pente entre le pavillon et la lunette et se referme plus bas. La superposition des lignes de courant et de la vorticité montre que la frontière supérieure du bulbe décollé est associée au développement d'une nappe de vorticité dont les valeurs sont d'ailleurs très élevées ($> 1000s^{-1}$). La nappe de vorticité représente le développement de la nappe de cisaillement qui se forme à la suite du décollement des filets fluides en fin de pavillon avec un angle relatif d'environ 13° .   la surface de la maquette, la recirculation de l'écoulement vers le haut de la lunette arrière forme une nappe de vorticité dont les valeurs sont très faibles, voire négatives.

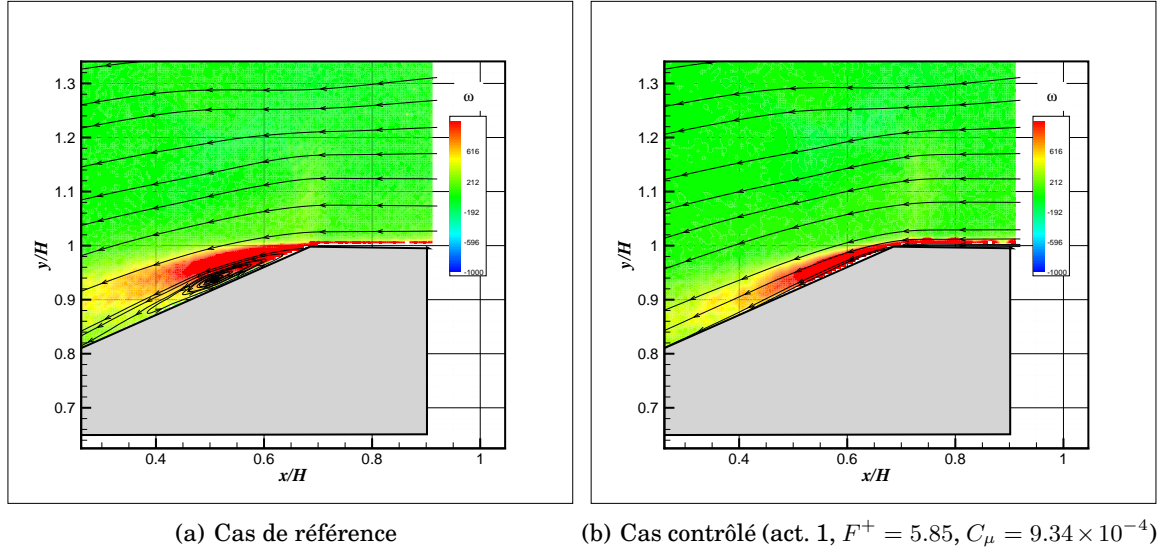


FIGURE 5.9 – Cartographie de vorticité

- Pour les cas contrôlés et lorsque le coefficient de quantité de mouvement est modéré, $C_\mu = 2.71 \times 10^{-4}$ (figure 5.8(b)), les lignes de courant sont déviées vers la surface de la maquette et le noeud d'attachement se déplace vers le haut de la lunette. L'épaisseur et la longueur du bulbe décollé se réduisent alors sous l'effet du contrôle. La réduction du bulbe décollé se traduit par des valeurs de vorticité plus faibles sur la première moitié de la lunette. Par ailleurs, pour un coefficient de quantité de mouvement plus important, $C_\mu = 9.34 \times 10^{-4}$ (figure 5.9(b)), la nappe est quasiment tangente à la lunette arrière et le bulbe décollé est supprimé.

En résumé, pour ce coefficient de quantité de mouvement maximal, on observe :

- Au niveau de la rupture de pente entre la lunette et le pavillon, les lignes de courant sont tangentes à la lunette arrière. Le bulbe décollé est complètement supprimé.
- Les valeurs de vorticité sont positives et élevées sur toute la longueur de la lunette, de l'ordre de $1000s^{-1}$, voire plus.
- L'augmentation de la vorticité en proche paroi est liée à l'attachement de la couche limite observé précédemment lorsque le C_μ croît.

Lorsque le coefficient de quantité de mouvement croît, la réduction du bulbe décollé est liée à l'orientation de la nappe de cisaillement issue du décollement qui prend naissance en fin de pavillon. Le bulbe décollé est supprimé lorsque la nappe de cisaillement est orientée tangentiell ment à la lunette. L'action du contrôle par jets synthétiques sur le bulbe décollé résulte de l'introduction d'un mécanisme tourbillonnaire secondaire dans l'écoulement. Ce mécanisme tourbillonnaire de contrôle explique alors l'écart d'épaisseur de couche limite observé précédemment.

On observe sur la figure 5.10, que l'instabilité forcée induite par le jet synthétique

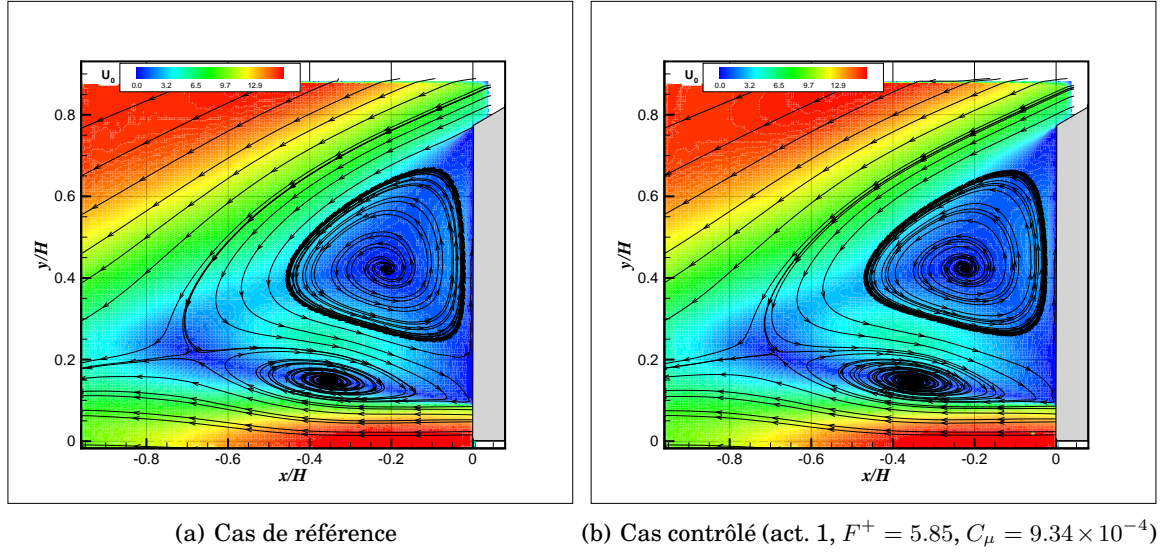


FIGURE 5.10 – Topologie de l'écoulement de culot

placé en amont de la rupture de pente lunette/pavillon (actionneur 1), qui a supprimé le bulbe décollé de lunette, se propage également à la périphérie de la zone de recirculation moyenne située en aval du culot, celle-ci modifie la forme globale de la structure torique supérieure. Les modifications liées à la propagation de cette instabilité dans la région de sillage sont assez peu marquées, mais des variations de niveaux de vitesse très faibles sont cependant détectés ainsi qu'une élévation significative du point d'arrêt de culot situé respectivement pour le cas de référence à $(x/H = 0, y/H = 0.18)$ et pour le cas contrôlé (correspondant à la figure 5.10(b)) à $(x/H = 0, y/H = 0.20)$. Cette élévation du point d'arrêt va dans le sens d'une symétrisation des deux structures toriques de culot et donc d'après la littérature dans le sens d'une réduction de traînée.

Ceci étant, l'actionneur situé en amont de la rupture de pente entre le pavillon et la lunette (actionneur 1) induit des modifications topologiques dans la zone d'effet potentiel de l'actionneur situé au bas de la lunette (actionneur 2). Nous développerons plus en détail cette interdépendance entre actionneurs de contrôle dans la suite de ce chapitre.

5.4.2 Mécanisme de réduction de traînée associée à l'actionneur 2 seul

Après avoir détaillé le mécanisme de réduction de traînée associé à l'actionneur 1 seul, nous nous intéressons maintenant à celui de l'actionneur 2 en fonctionnement seul. Pour comprendre le mécanisme de réduction de traînée, nous avons analysé dans un premier temps les champs de vitesse dans la région de culot, là où l'actionneur 2 contrôle potentiellement l'écoulement avec en parallèle la région haute de la lunette, qui s'avèrera très instructive par la suite. Pour ce faire, nous avons représenté respectivement le cas non contrôlé (figure 5.11), un premier cas de contrôle avec une fréquence réduite de 5.85 correspondant à un C_μ de 8.89×10^{-4} (figure 5.12) et un second cas avec une fréquence réduite de 7.65 correspondant à un C_μ de 21.73×10^{-4} (figure 5.13).

Les modifications topologiques associées à l'actionneur 2 sont liées à une réorganisation de l'écoulement de sillage qui a pour effet d'augmenter le niveau de pression à l'arrière du

corps et ainsi de réduire la traînée.

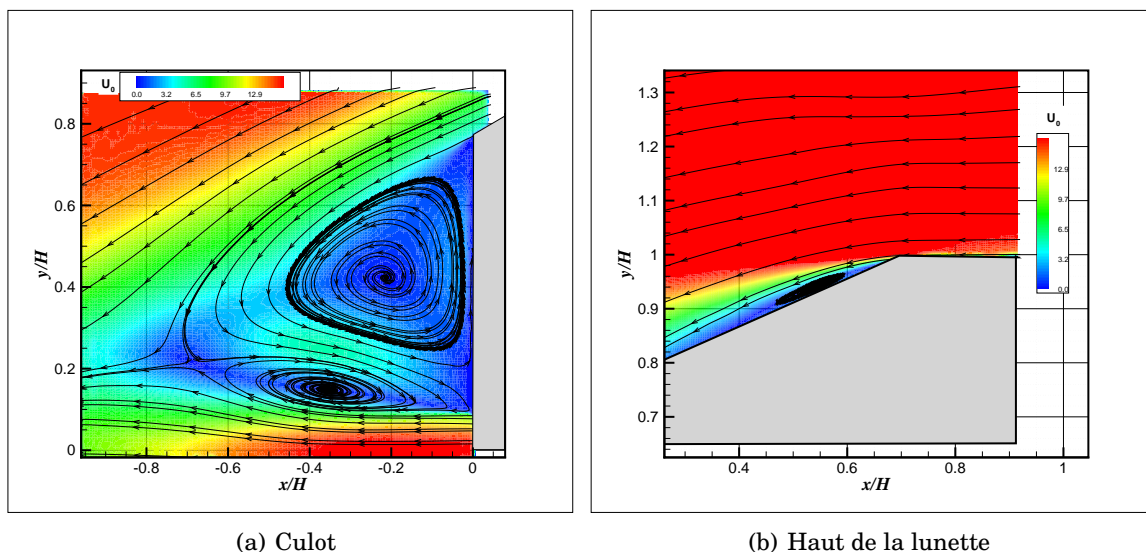


FIGURE 5.11 – Topologie de l'écoulement (cas de référence)

En effet, on observe dans le cas non contrôlé (figure 5.11(a)), une topologie d'écoulement de sillage bien marquée avec notamment deux structures toriques dont les empreintes dans le plan médian longitudinal correspondent à deux zones de recirculation. La recirculation associée à la structure torique positionnée en haut du culot est entraînée par l'écoulement incident provenant de la lunette. Cette vitesse d'entraînement est d'ailleurs quasi-tangente à la lunette. On observe aussi un point selle plus en aval de l'écoulement.

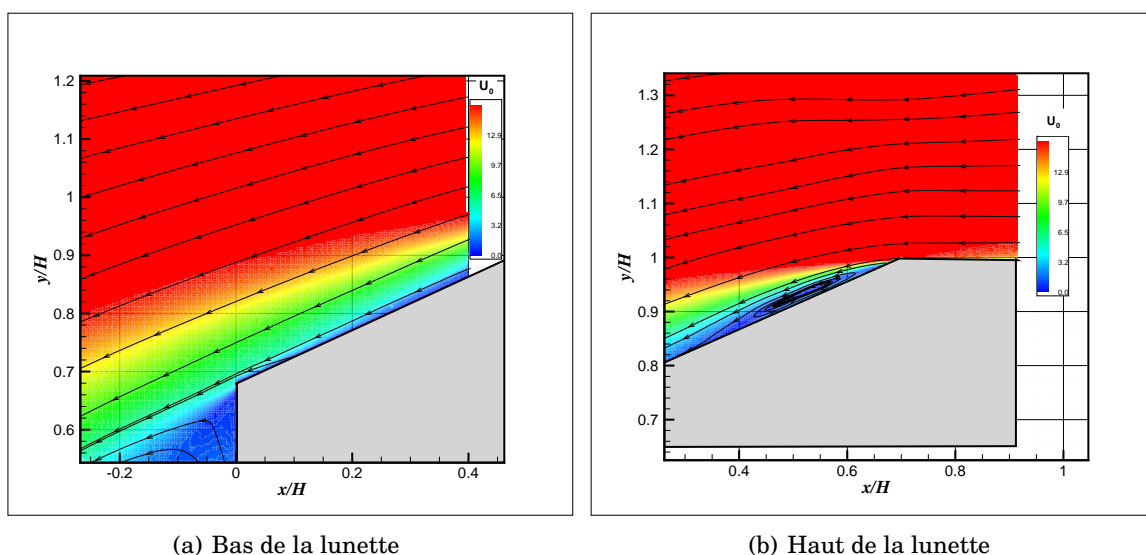


FIGURE 5.12 – Topologie de l'écoulement (actionneur 2, $F^+ = 5.85$, $C_\mu = 8.89 \times 10^{-4}$)

Si on s'intéresse maintenant à la structure d'écoulement dans les cas contrôlés, on remarque qu'à mesure que le coefficient de quantité de mouvement augmente, une légère

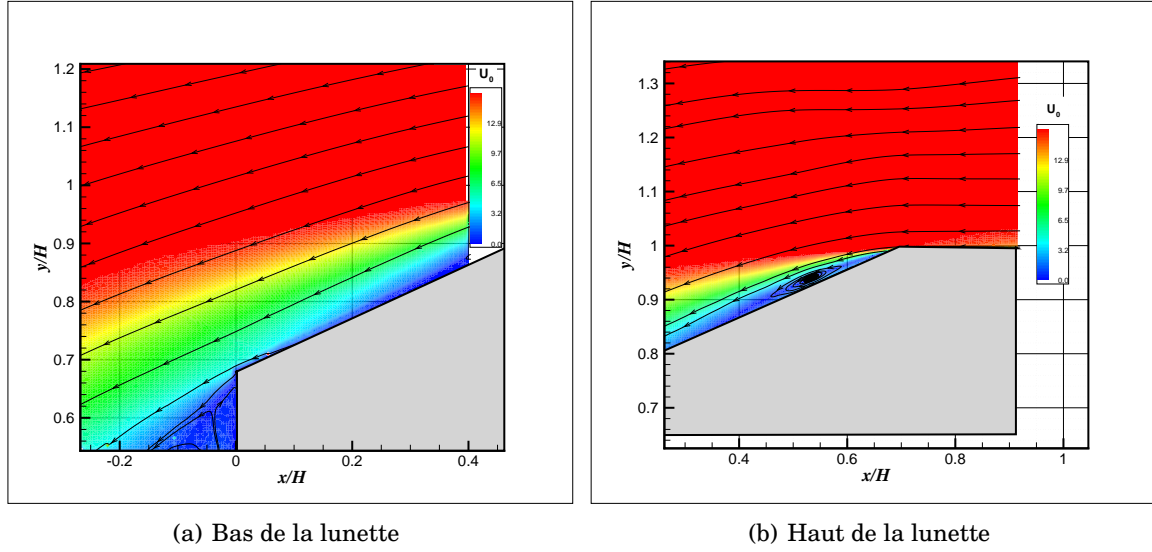


FIGURE 5.13 – Topologie de l'écoulement (actionneur 2, $F^+ = 7.65$, $C_\mu = 21.73 \times 10^{-4}$)

modification de direction de la vitesse d'entraînement apparaît et celle-ci est perceptible au niveau du coin supérieur du culot (figures 5.12(a) et 5.13(a)). Cette variation de direction est associée aux structures tourbillonnaires introduites dans l'écoulement au bas de la lunette par le jet synthétique (actionneur 2) et a pour effet général d'augmenter les niveaux de pression dans le sillage, notamment dans la région proche du point selle et dans celles associées aux tourbillons toriques de culot. La figure 5.14 résume le principe de contrôle associé à l'actionneur 2. Mais, d'une façon générale, le sillage n'est pas modifié de façon franche dans le plan médian. De ce fait, il y a potentiellement une marge de contrôle possible sur les structures tourbillonnaires de sillage. Néanmoins, ces modifications de topologie d'écoulement mènent à une réduction de traînée correspondant à 2.7% dans le meilleur des cas pour le nombre de Reynolds étudié.

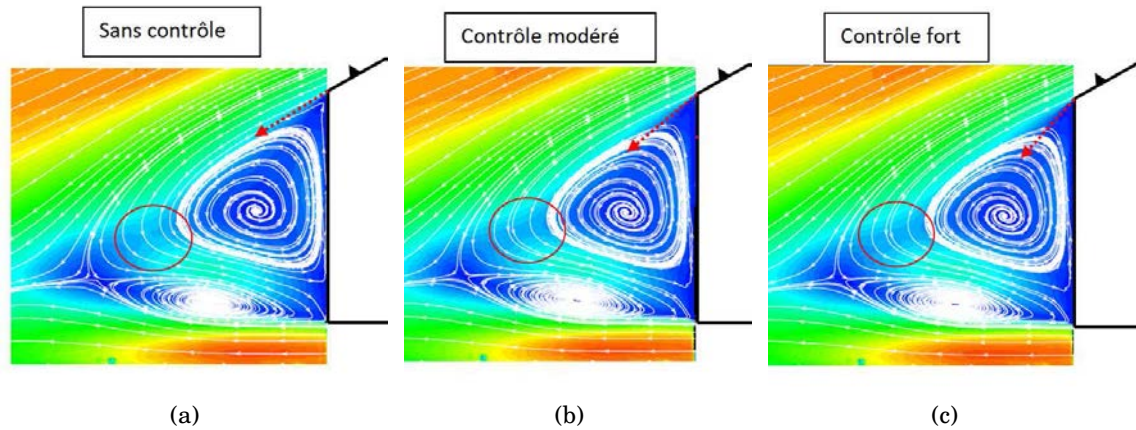


FIGURE 5.14 – Principe du contrôle d'écoulement (actionneur 2)

Une seconde constatation est faite sur les champs de vitesse dans le plan médian sur le haut de la lunette arrière (figures 5.11(b), 5.12(b) et 5.13(b)). On remarque en effet que

la taille du bulbe décollé localisé sur le haut de la lunette arrière augmente en fonction du coefficient de quantité de mouvement injecté. En effet une augmentation de la longueur du bulbe décollé L_R de plus de 10% est obtenu avec le plus fort coefficient de quantité de mouvement. Il semble donc que l'actionneur positionné au bas de la lunette affecte l'écoulement en amont et par conséquent le bulbe décollé du haut de la lunette. Cette action ne va pas en faveur d'une réduction de traînée, mais le contrôle sur le sillage, ainsi que la modeste augmentation de longueur du bulbe décollé et probablement une augmentation de l'intensité des tourbillons longitudinaux vont tout de même en faveur d'une réduction de traînée globale.

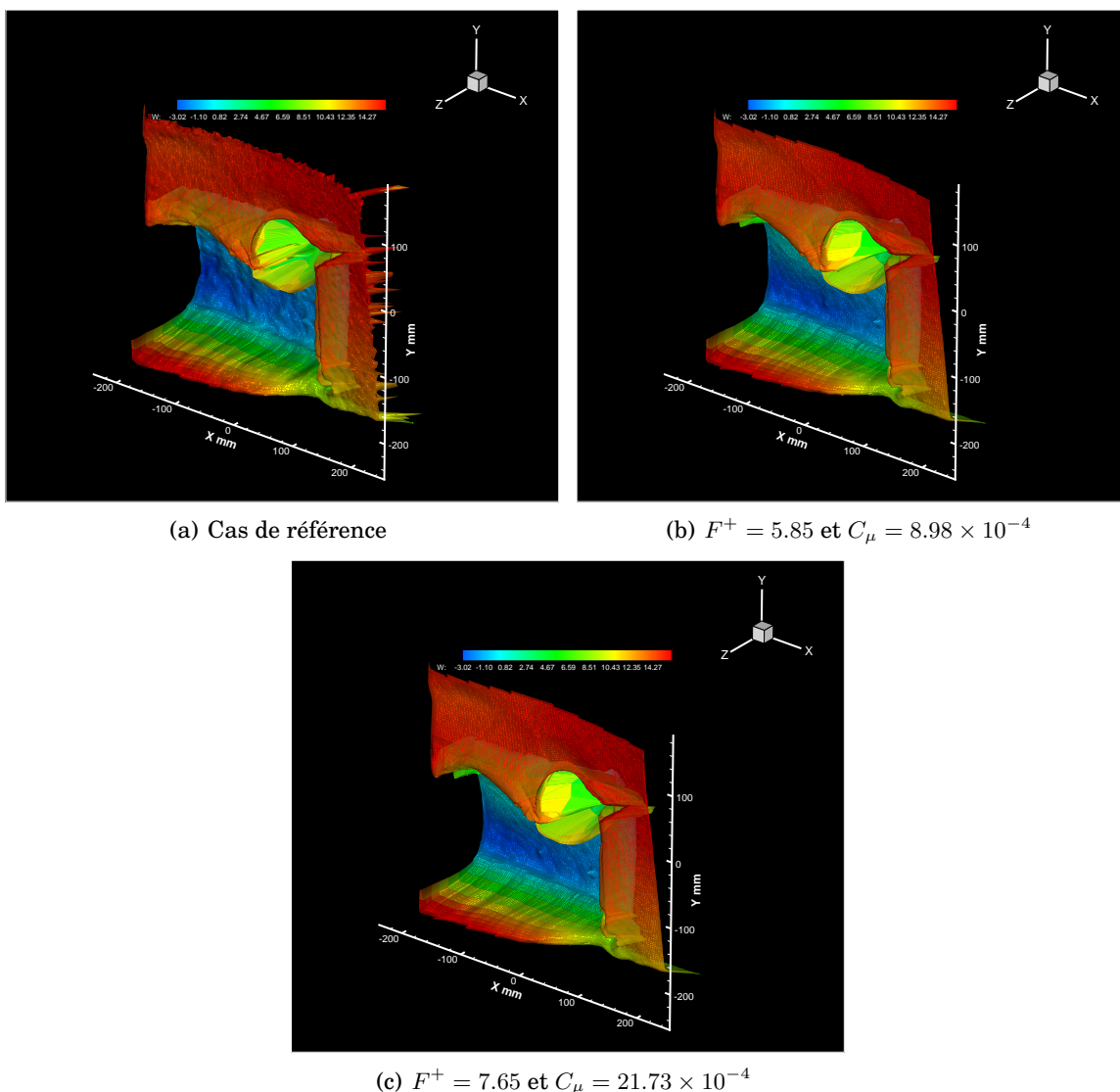


FIGURE 5.15 – Topologie de l'écoulement (actionneur 2)

Dans un deuxième temps, nous avons complété l'analyse du sillage par des mesures de vitesse stéréoscopique (SPIV) à 5cm du culot en vue de caractériser l'influence du jet synthétique induit dans l'écoulement par l'actionneur 2 sur l'écoulement dans un plan transverse. Les figures 5.15(a), 5.15(b) et 5.15(c) représentent respectivement les vues

SPIV du cas de référence et des cas contrôlés (cas 1 : $F^+ = 5.85$ et $C_\mu = 8.98 \times 10^{-4}$ et cas 2 : $F^+ = 7.65$ et $C_\mu = 21.73 \times 10^{-4}$).

On peut mettre en évidence les deux structures classiquement observées pour un corps de Ahmed dont la lunette arrière est inclinée de 25° . Cette représentation montre clairement le développement de la structure tourbillonnaire longitudinale droite (noté STL2 dans la bibliographie) et son expansion en cornet le long de l'arête latérale ainsi que le sillage du bulbe décollé de lunette. La topologie moyenne de la poche décollée se développant sur la lunette arrière du corps de Ahmed est caractérisée ici par son sillage qui est plus ou moins marqué dans le plan médian. Les trois clichés mettent en avant un comportement différent du sillage associé au bulbe décollé, la courbure de celui-ci est plus accentuée dans le cas du contrôle d'écoulement avec le plus fort coefficient de quantité de mouvement injecté.

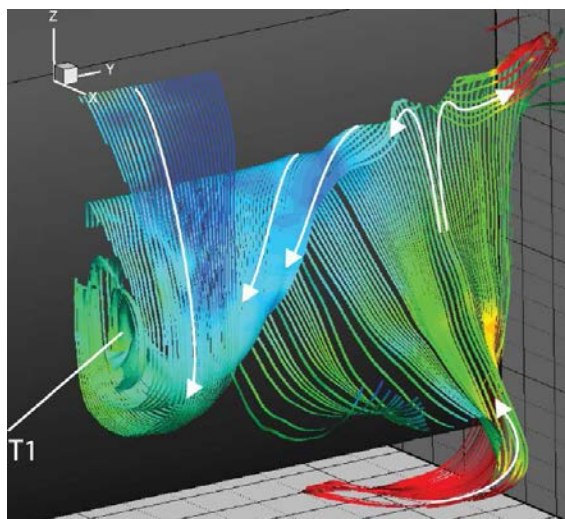


FIGURE 5.16 – Lignes de courant coloriées par la composante verticale de vitesse à l'arrière du culot pour un écoulement non contrôlé, d'après Thacker [6].

Si l'on se réfère aux travaux de Thacker [6] qui donne une représentation des lignes de courant à l'arrière du culot, on peut alors caractériser la topologie de la cellule $T1$. A proximité du plan médian, l'écoulement provenant de la lunette arrière s'enroule pour former $T1$ comme observé sur la figure 5.16. En se déplaçant vers la surface latérale, on s'aperçoit qu'une partie de l'écoulement provenant du soubassement remonte vers le haut de la lunette et vient alimenter la cellule $T1$ d'une part et la structure tourbillonnaire longitudinale d'autre part. Il existe donc un lien étroit entre les trois structures tourbillonnaires se développant sur l'arrière du corps de Ahmed. Dans le cas présent, une modification topologique de la structure torique $T1$ associée à l'injection de quantité de mouvement par le jet synthétique au bas de la lunette, somme tout modeste dans le plan médian, mais probablement plus importante hors plan médian, induit des modifications plus globales de la structure de l'écoulement même dans des régions plus en amont. Le mécanisme provoquant le décollement sur la lunette peut être ainsi expliqué par la modification topologique de la structure $T1$ sur toute son envergure, qui par le biais des structures longitudinales, induit un décollement sur la lunette.

5.4.3 Mécanisme de réduction de traînée associé aux actionneurs 1 et 2 en fonctionnement couplé

Nous avons noté dans le cas du fonctionnement indépendant des deux actionneurs que ceux-ci contrôlent aussi bien l'écoulement de sillage que celui sur la lunette arrière du corps de Ahmed. Les zones de contrôle potentielles des deux actionneurs se recouvrent donc, il est dès lors intéressant de voir l'interdépendance de ces deux actionneurs en fonctionnement couplé.

Pour ce faire une analyse semblable aux deux précédentes va maintenant être réalisée.

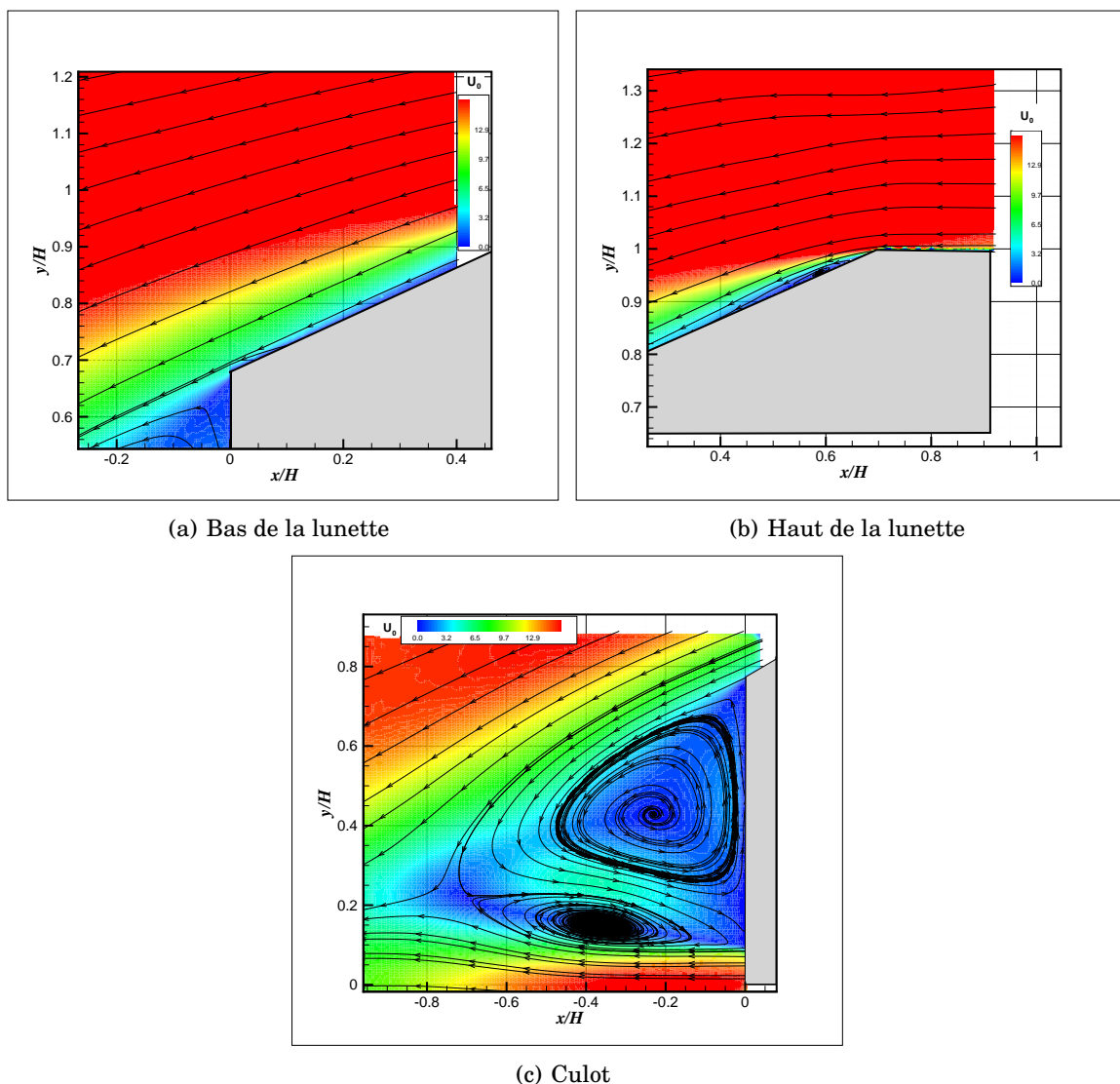


FIGURE 5.17 — Topologie de l'écoulement (actionneur 1 et 2, $F^+ = 5.85$, $C_{\mu 1} = 9.34 \times 10^{-4}$ et $C_{\mu 2} = 8.89 \times 10^{-4}$)

La principale observation est que pour un fonctionnement couplé avec à la fois une fréquence réduite et un coefficient de quantité de mouvement comparables pour les deux

actionneurs (figure 5.17), c'est-à-dire $F^+ = 5.85$ et $C_\mu \approx 9 \times 10^{-4}$, les effets de réduction de traînée sont cumulés pour le nombre de Reynolds étudié. En effet le bulbe décollé sur la lunette arrière est toujours présent, mais fortement atténué par rapport au cas de référence. Le sillage est quant à lui contrôlé de la même manière que pour l'actionneur 2 en fonctionnement seul. Il en résulte une réduction de traînée globalement plus importante que dans le cas d'un fonctionnement seul de l'un ou l'autre des dispositifs de contrôle, soit 8% (7.4% pour l'actionneur 1 seul et 0.7% pour le second seul).

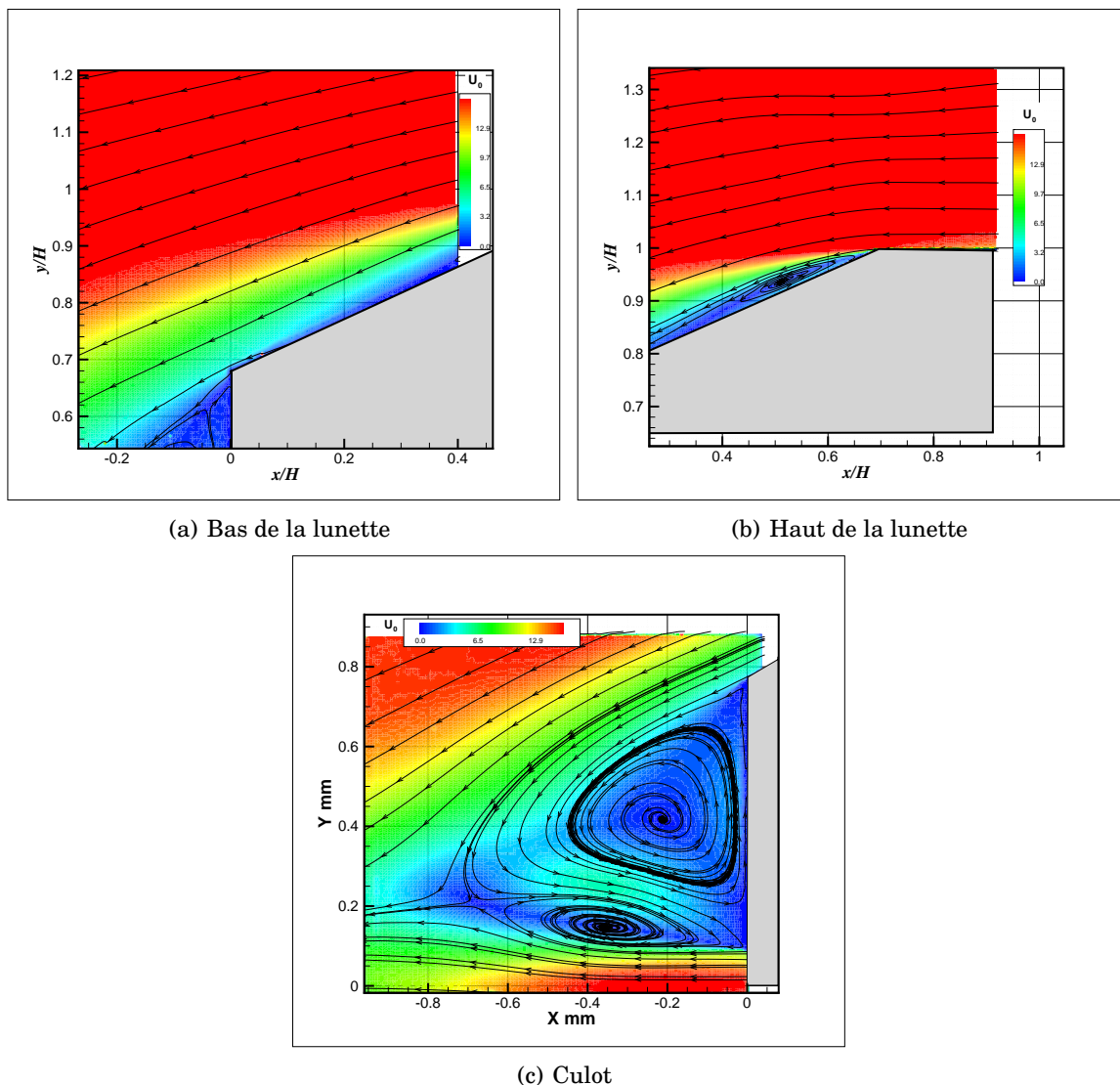


FIGURE 5.18 — Topologie de l'écoulement (actionneur 1 et 2, $F^+ = 7.65$, $C_{\mu 1} = 2.79 \times 10^{-4}$ et $C_{\mu 2} = 21.73 \times 10^{-4}$)

Par contre dans le cas d'une fréquence réduite de $F^+ = 7.65$ mais où l'actionneur 2 a un C_μ pratiquement 10 fois supérieur à celui de l'actionneur 1, le scénario est totalement différent. En effet on observe sur la figure 5.18 un bulbe décollé sur la lunette arrière du corps bien plus important que dans le cas de référence. Le sillage reste quant à lui contrôlé, mais la réduction de traînée est globalement moins forte que dans le cas d'un

fonctionnement seul de l'un ou l'autre des dispositifs de contrôle, soit 1.8% (1.9% pour l'actionneur 1 seul et 2.7% pour le second seul). Il semblerait donc que dans ce cas le contrôle couplé des deux dispositifs soit contreproductif pour le nombre de Reynolds étudié.

Pour conclure cette analyse, des mesures de champs de vitesse stéréoscopique sont réalisées comme précédemment et mettent en évidence le même phénomène fortement accentué de par le fait que le bulbe décollé est dans le cas présent plus important que dans le cas de référence (figures 5.19(a), 5.19(b) et 5.19(c)).

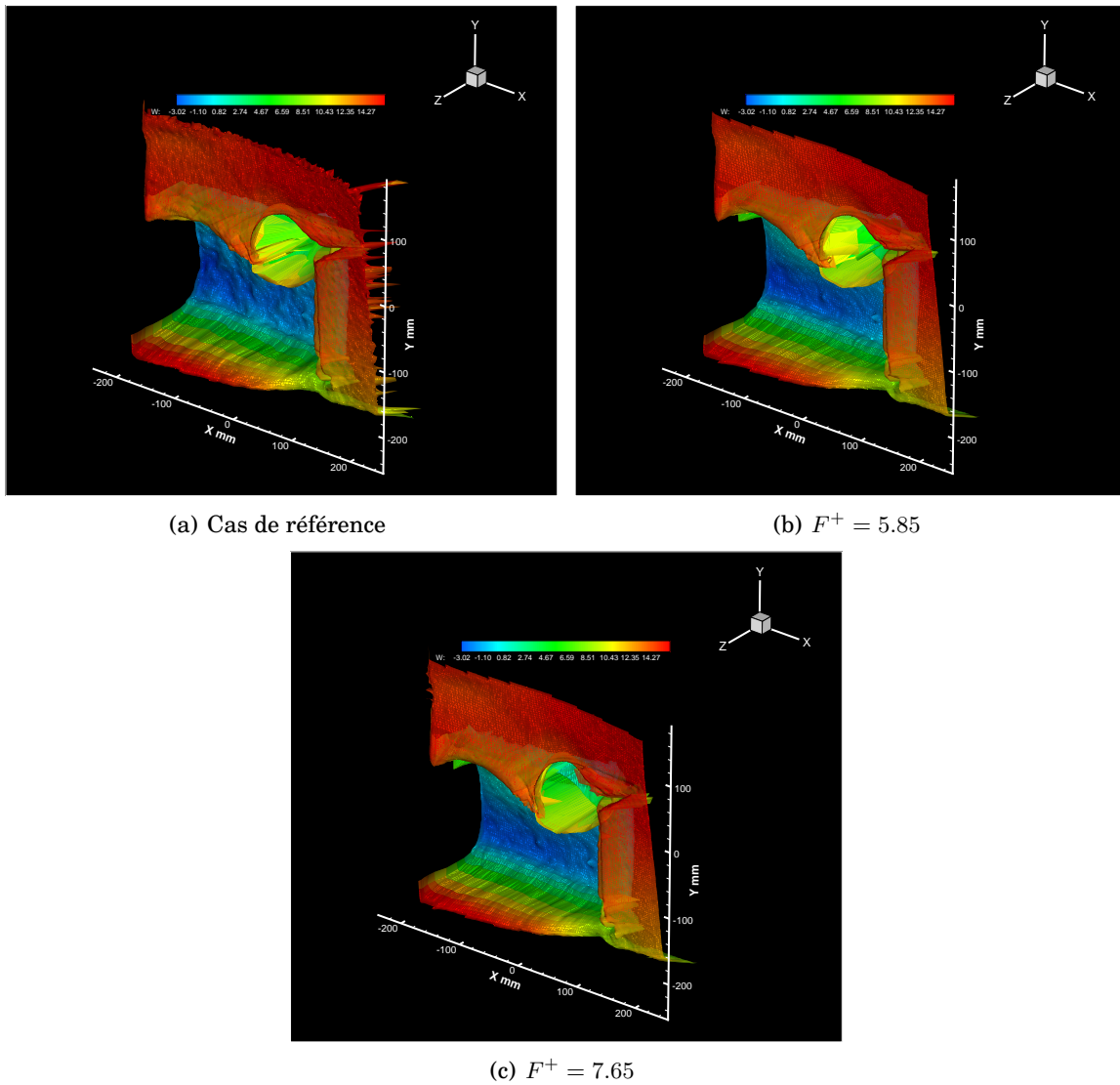


FIGURE 5.19 – Topologie de l'écoulement (actionneur 1 et 2)

On remarque notamment que l'intensité des structures longitudinales augmente à mesure que le bulbe décollé de lunette diminue, ce qui souligne une fois de plus les liens étroits qu'entretiennent les différentes structures décollées entre elles et de par la même la complexité de contrôler efficacement l'écoulement de sillage.

5.5 Conclusion de l'étude expérimentale de l'écoulement contrôlé par jets synthétiques

L'instabilité induite par le jet synthétique en haut de la lunette participe au contrôle et se manifeste par la réduction et la suppression du bulbe décollé présent sur la lunette.

L'instabilité forcée induite par le jet synthétique placé en bas de la lunette (actionneur 2) introduit de la quantité de mouvement dans l'écoulement de sillage sous forme de petites structures tourbillonnaires organisées. Ces petites structures tourbillonnaires se déplacent dans la couche de cisaillement qui se développe dans la région du culot. L'interaction entre la couche de cisaillement et ces petites structures se traduit alors par une réorganisation des structures tourbillonnaires toriques de culot.

Pour les paramètres de contrôle, il semble que :

- Le coefficient de quantité de mouvement soit le paramètre qui pilote réellement l'efficacité du contrôle.
- La fréquence réduite soit également un paramètre significatif impactant l'efficacité du contrôle.

L'effet cumulé des deux actionneurs met en évidence une interdépendance assez forte, qui n'est pas forcément profitable en termes de réduction de traînée.

Dans le cas d'un contrôle multiple, il est donc important de "doser" à la fois l'amplitude et la fréquence des jets synthétiques en vue d'obtenir un contrôle optimal. En effet si ce dosage est pertinent, la réduction de traînée est globalement plus intéressante que dans le cas d'un contrôle indépendant par jets synthétiques. Mais si ce dosage est inapproprié, la réduction de traînée peut s'avérer pire que dans le cas d'un contrôle indépendant.

Dans tous les cas de figure, la topologie de sillage dans le plan médian n'est pas modifiée de façon significative pour les différentes valeurs de C_μ et F^+ de la présente étude. Il a été confirmé par ailleurs que les modifications du bulbe décollé impactent sur l'intensité des tourbillons longitudinaux. La faible influence du contrôle sur les tourbillons de culot laisse penser qu'une diminution significative de la traînée est possible si un autre jet synthétique est utilisé pour symétriser le sillage.

Conclusion générale et perspectives

Conclusion générale

Le premier objectif de cette thèse était de réaliser une étude bibliographique sur les différents moyens de contrôle d'écoulement utilisés sur un modèle générique de véhicule automobile et plus particulièrement sur le contrôle par jets synthétiques. Les sources de la traînée aérodynamique du corps de Ahmed ont ainsi été rappelées et en particulier la contribution importante du bulbe de recirculation de lunette présent sur la configuration d'étude choisie. Les interactions liant ce bulbe décollé aux autres structures du sillage ont également été mises en évidence, de même que les fréquences caractéristiques associées à ces différentes structures présentes dans le sillage : bulbe décollé, tourbillons longitudinaux, recirculation de culot. Les notions fondamentales associées au contrôle des écoulements ont aussi été abordées et illustrées par des résultats issus de la littérature sur le corps de Ahmed. Il a ainsi été souligné que le forçage périodique est une solution efficace pour contrôler les zones décollées. Il ressort de cet état de l'art qu'une stratégie de contrôle combinée du bulbe décollé, du sillage et des tourbillons longitudinaux permettrait d'obtenir une réduction de traînée supérieure à 10%. Concernant les paramètres de contrôle, les différentes études sur le sujet ont principalement mis en avant l'influence de la quantité de mouvement injectée, mais l'analyse des fréquences caractéristiques présentes dans le sillage et en particulier au niveau du bulbe décollé permet d'espérer une optimisation du contrôle en perturbant l'écoulement à des fréquences judicieusement choisies. Cet état de l'art a permis de fournir au lecteur un aperçu des configurations étudiées dans la littérature et de montrer l'influence des paramètres de contrôle (position de l'actionneur, fréquence et amplitude du forçage). Par ailleurs, cette étude a permis d'identifier les manques dans la littérature en termes de couplage de moyens de contrôle. En effet seules quelques études s'intéressent au contrôle multiple. L'intérêt étant ici de comprendre les phénomènes de couplage entre les deux actionneurs et surtout de voir leurs interactions éventuelles.

Au cours de ce travail, nous avons mis en évidence différents aspects physiques de l'écoulement autour de la géométrie du corps de Ahmed avec lunette arrière inclinée à 25° . Les coefficients de traînée mesurés sont en accord avec la littérature et un effet Reynolds significatif a été constaté. Une analyse instationnaire complète a également été effectuée, et plusieurs fréquences caractéristiques de l'écoulement ont été identifiées. En effet, nous avons notamment mis en évidence le battement du bulbe décollé (flapping) sur la lunette arrière du corps à basse fréquence. Ce battement n'a été observé de manière évidente

que très récemment dans la littérature. Si l'existence d'une interaction entre le bulbe décollé et les structures longitudinales a déjà été largement observée dans la littérature, le fait, énoncé ici, que cette interaction porte également sur des aspects instationnaires représente une originalité non négligeable et d'un intérêt certain pour la compréhension de l'écoulement. D'un point de vue métrologique la réalisation de champs de vitesse volumétrique autour de cette géométrie en canal hydraulique a permis de montrer l'intérêt de l'emploi de la vélocimétrie volumique trois composantes pour la caractérisation globale des écoulements décollés sur des corps épais.

Après un chapitre consacré aux moyens de mesure et d'essai, la conception ainsi que l'intégration des actionneurs ont été présentées et leurs performances aérodynamiques ont été caractérisées expérimentalement. La réponse dynamique des jets synthétiques utilisés a été également analysée. Les actionneurs fournissent des vitesses de soufflage maximales autour des fréquences de résonance de l'ordre $325Hz$ et $425Hz$. A ces fréquences, l'amplitude de la vitesse de soufflage au centre de la fente croît linéairement avec la tension d'alimentation. Elle peut atteindre $15m/s$ dans le meilleur des cas. En termes de vitesse de soufflage (et donc de quantité de mouvement), les actionneurs répondent parfaitement aux besoins identifiés pour le contrôle des décollements dans la littérature. L'évolution temporelle de l'écoulement à la sortie de la fente montre un comportement de type jet synthétique avec formation et éjection périodique de structures tourbillonnaires. Ses propriétés dans le plan transversal (vitesse d'advection de la paire de tourbillons et longueur de pénétration du jet) sont en adéquation avec les résultats bibliographiques. La caractérisation du profil de vitesse à la sortie de la fente justifie la prise en compte du coefficient correcteur dépendant du nombre de Stokes dans le calcul de la quantité de mouvement injectée. La synchronisation de phase avec l'actionneur complète la compréhension des mécanismes de génération de paires de tourbillons. Ce chapitre nous permet de dresser un premier bilan sur l'efficacité potentielle des actionneurs développés en vue du contrôle.

Le dernier chapitre de ce manuscrit est entièrement consacré à la réalisation d'un contrôle d'écoulement par jets synthétiques simples puis combinés sur un corps de Ahmed à l'échelle 1 en vue de réduire sa traînée aérodynamique. Il ne s'agit pas seulement de réduire la traînée du corps, mais également de s'attacher à la compréhension des phénomènes physiques induits par la modification d'un élément ciblé de l'écoulement et d'interpréter l'évolution des efforts aérodynamiques en conséquence. Le but recherché est de dégager des clés de compréhension sur les mécanismes de contrôle de cet écoulement afin de permettre le développement de stratégies de contrôle efficaces.

Dans un premier temps, le mécanisme de contrôle de la traînée dans le cas d'un contrôle sur le haut de la lunette arrière par le jet synthétique a été identifié et est associé à la formation et par la suite à l'advection des petites structures tourbillonnaires induites dans l'écoulement. En effet, de part leurs rotations et leurs déplacements le long de la lunette arrière, ces tourbillons apportent de la quantité de mouvement en proche paroi. L'écoulement résiste alors mieux au gradient de pression imposé par la géométrie et reste en moyenne attaché sur la lunette. Ce mécanisme de réduction des zones décollées est connu dans la littérature, mais reste peu détaillé. Dans la configuration étudiée, ce mécanisme de contrôle mène à une réduction de traînée de l'ordre de 10% dans la gamme des nombres de Reynolds étudiée.

Dans un deuxième temps, le mécanisme de contrôle de la traînée lié au jet synthétique positionné au bas de la lunette arrière du corps est également analysé et associé à une réorganisation des pressions dans le sillage du corps. En effet, les structures tourbillonnaires induites dans l'écoulement par le jet synthétique amènent de la quantité de mouvement dans le sillage proche du culot. Cet apport de quantité de mouvement a pour effet de dévier les lignes de courant dans la région proche de la rupture de pente au bas de la lunette et ainsi de réduire la hauteur du sillage du corps de Ahmed. L'aminçissement du sillage a pour effet de modifier la répartition des niveaux de vitesse dans le sillage et ainsi d'augmenter la pression globale sur l'arrière du corps. Cependant, le sillage étant que très faiblement modifié dans le plan médian, la cause principale de la réduction de traînée semble liée également aux interactions entre le bulbe décollé et les tourbillons longitudinaux. Dans la configuration étudiée, ce mécanisme de contrôle mène à une réduction de traînée pouvant atteindre 7 à 8% dans le meilleur des cas.

Ce qui s'avère particulièrement intéressant dans notre étude, c'est la notion d'interdépendance des moyens de contrôle mis en œuvre. En effet, les deux dispositifs d'actionnement permettant l'introduction d'un jet synthétique dans l'écoulement font leur office de contrôle lorsque ceux-ci travaillent indépendamment. La question étant de savoir si leur fonctionnement couplé permet une nette augmentation de la réduction de traînée comme on pourrait le laisser entendre. Une des clés de cette question est de connaître la zone potentielle d'influence des jets synthétiques dans l'écoulement. En d'autres termes la question est de savoir jusqu'où le dispositif induit des changements de topologie de l'écoulement. Notre étude a démontré le fait que chaque actionneur induisant un contrôle modifie la structure de l'écoulement de façon globale de par l'interaction des différentes structures constituant l'écoulement complexe composant l'arrière corps du corps de Ahmed.

Les mesures de traînée en fonctionnement couplé ont quant à elles mis en évidence ce phénomène d'interdépendance des dispositifs de contrôle. Le couplage peut aussi bien être bénéfique que contreproductif. Les paramètres de contrôle jouent un rôle crucial dans le couplage. Nos résultats expérimentaux montrent que la fréquence réduite semble être le paramètre permettant d'accrocher les fréquences naturelles de l'écoulement de sillage et ainsi faire répondre celui-ci au forçage périodique induit par les jets synthétiques. Le coefficient de quantité de mouvement quant à lui s'avère être un paramètre pilotant l'efficacité du contrôle en termes d'interaction avec l'écoulement. Plus celui-ci est important, plus l'interaction avec l'écoulement est forte à partir du moment où la fréquence réduite est adéquate.

Beaucoup de questions restent sans réponse, notamment celle-ci : *Quels sont les paramètres de contrôle optimum dans notre configuration ?* Mais cette étude a permis d'attirer l'attention sur les effets parfois néfastes d'un contrôle multiple sur l'écoulement se développant sur un corps épais comme le corps de Ahmed et ainsi d'ouvrir de nombreuses perspectives d'étude.

Perspectives

Un paramètre de contrôle qui n'a pas été étudié ici, mais qui pourrait s'avérer très pertinent est l'orientation des jets synthétiques. A court terme, il serait donc intéressant de modifier l'inclinaison des jets synthétiques en vue de mieux contrôler l'écoulement de sillage.

Par ailleurs, d'un point de vue pratique, le contrôle des décollements par jets synthétiques augmente les niveaux de bruit. Ces bruits basse fréquence (quelques centaines de Hertz pour un véhicule) entraîneront un manque de confort pour les passagers. Une solution serait d'utiliser les actionneurs avec un décalage de phase entre eux et ainsi pouvoir réduire le bruit généré par ces mêmes actionneurs.

L'analyse de l'écoulement a été faite dans le plan médian. L'écoulement étant tridimensionnel complexe, des mesures complémentaires hors plan médian sont nécessaires pour une meilleure compréhension des phénomènes physiques associés au contrôle.

A plus long terme et afin de comprendre l'ensemble des phénomènes pouvant être induits par les dispositifs de contrôle, il convient de poursuivre l'analyse des mécanismes physiques ainsi que de cibler le contrôle spécifiquement sur certaines zones de l'écoulement. Les perspectives pour la poursuite de ces travaux seraient également d'augmenter l'efficacité des jets synthétiques utilisés. Plusieurs possibilités sont offertes, notamment le contrôle en boucle fermée. Celui-ci vise à optimiser les paramètres du contrôle (fréquence et amplitude). Un contrôle en boucle fermée permettrait donc d'adapter les paramètres du contrôle à l'état de l'écoulement (décollé ou attaché).

Bibliographie

- [1] W.-H. HUCHO : *Aerodynamics of Road Vehicles*, chapitre Aerodynamic Drag of Passenger Cars, Flow Field Around a Car, pages 133–142. Cambridge University Press, Cambridge, 1998.
- [2] T. MOREL : Aerodynamics drag of bluff body shapes characteristics of hatch-back cars. Rapport technique, SAE Report 780267, 1978.
- [3] G. FOURRIÉ, L. KEIRSBULCK, L. LABRAGA et P. GILLIÉRON : Bluff-body drag reduction using a deflector. *Experiments in Fluids*, 50:385–395, 2011.
- [4] C. HINTERBERGER, M. GARCIA-VILLALBA et W. RODI : *Lecture Notes in Applied and Computational Mechanics / The Aerodynamics of Heavy Vehicles : Trucks, Buses, and Trains*, chapitre Large eddy simulation of flow around the Ahmed body. Springer, 2004.
- [5] S.R. AHMED, G. RAMM et G. FALTIN : Some salient features of the time-averaged ground vehicle wake. Rapport technique, SAE Technical Paper 840300, 1984.
- [6] A. THACKER : *Contribution expérimentale à l'analyse stationnaire et instationnaire de l'écoulement à l'arrière d'un corps de faible allongement*. Thèse de doctorat, Université d'Orléans, 2010.
- [7] J.-F. BEAUDOIN et J.-L. AIDER : Drag and lift reduction of a 3d bluff-body using flaps. *Experiments in Fluids*, 44(4):491–501, 2008.
- [8] A. SPOHN et P. GILLIÉRON : Flow separations generated by a simplified geometry of an automotive vehicle. In *IUTAM Symposium on Unsteady Separated Flows, Toulouse, France*, 2002.
- [9] S. KRAJNOVIĆ et L. DAVIDSON : Large-eddy simulation of the flow around simplified car model. In *SAE World Congress : 2004-01-0227, Detroit, USA*, 2004.
- [10] J.-L. AIDER, J.-F. BEAUDOIN et J.-E. WESFREID : Drag and lift reduction of a 3d bluff-body using active vortex generators. *Experiments in Fluids*, 2009.
- [11] G. PUJALS, S. DEPARDON et C. COSSU : Drag reduction of a 3D bluff body using coherent streamwise streaks. *Experiments in Fluids*, 49:1085–1094, 2010.
- [12] E. LEVALLOIS et P. GILLIÉRON : Réduction de traînée aérodynamique par contrôle passif des écoulements-analyse par PIV. In *Colloque de visualisation et de traitement d'images en mécanique des fluides (FLUVISU 11)*, EC Lyon, France, 7-9 Juin 2005.
- [13] J.D. COON et K.D. VISSER : Drag reduction of a tractor-trailer using planar boat tail plates. *The Aerodynamics of Heavy Vehicles : Trucks, Buses, and Trains*, R. McCallen, F. Browand, and J. Ross, eds., Springer Berlin / Heidelberg, pages 249–265, 2004.

- [14] L. JENKINS, S. ALTHO-GORTONHONG et S. ANDERS : Flow control device evaluation for an internal flow with an adverse pressure gradient. *AIAA Journal*, pages 226–235, 2002.
- [15] L.W. TRAUB, A. MILLER et O. REDINIOTIS : Effects of synthetic jet actuation on a ramping NACA 0015 airfoil. *Journal of aircraft*, 41(5):1153–1162, 2004.
- [16] V. TESAŘ et J. KORDÍK : Time-mean structure of axisymmetric synthetic jets. *Sensors and actuators A*, 161:217–224, 2010.
- [17] F.J. CHEN, C. YAO et R.L. BEELER, G.B. and Fox : Development of synthetic jet actuators for active flow control at NASA langley. *AIAA Journal*, pages 2405–2413, 2000.
- [18] C. LECLERC : *Réduction de la traînée d'un véhicule automobile simplifié à l'aide du contrôle actif par jet synthétique*. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2008.
- [19] C.-H. BRUNEAU, P. GILLIÉRON et I. MORTAZAVI : Flow manipulation around the ahmed body with a rear window using passive strategies. *Comptes Rendus Mécanique*, 335(4):213 – 218, 2007.
- [20] D. KRENTTEL, R. MUMINOVIC, A. BRUNN, W. NITSCHKE et R. KING : Application of active flow control on generic 3d car models. Rapport technique, Active Flow Control II, Berlin, 2010.
- [21] C. TROPEA, A. L. YARIN et J. F. FOSS, éditeurs. *Springer Handbook of Experimental Fluid Mechanics*. Springer, 2007.
- [22] S.H. CHUE : Pressure probes for fluid measurement. *Progress in Aerospace Sciences*, 16(2):147–233, 1975.
- [23] N.W. SCHAFFLER, T.E. HEPNER, G.S. JONES et M.A. KEGERISE : Overview of active flow control actuator development at NASA langley research center. *AIAA journal*, pages 3159–3167, 2002.
- [24] B.L. SMITH et A. GLEZER : Jet vectoring using synthetic jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 458:1–24, 2002.
- [25] P. JOSEPH : *Application du contrôle par jets pulsés à un corps non profilé*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie- Paris 6, 2012.
- [26] T. DURIEZ, J. AIDER, Weisfreid J.E. et Artana G. : Control of a massively separated flow through vortex pairing and phase locking. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, pages 1–4, 2011.
- [27] S.R. AHMED : An experimental study of the wake structures of typical automobile shapes. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 9(1-2):49–62, 1981.
- [28] L. JANSSEN et W.-H. HUCHO : Aerodynamische Formoptimierung der Typen VW - Golf und VW - Scirocco. *Volkswagen Golf I ATZ*, 77:1–5, 1974.
- [29] C.P. Van DAM : Recent experience with different methods of drag prediction. *Progress in Aerospace Sciences*, 35(8):751–798, 1999.
- [30] M. ONORATO, A.F. COSTELLI et A. GARRONE : Drag measurement through wake analysis. *SAE Technical Paper 840302*, 1984.
- [31] M. ROUMÉAS, P. GILLIÉRON et A. KOURTA : Drag reduction by flow separation control on a car after body. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 60(11): 1222–1240, 2008.

- [32] S. KRAJNOVIĆ et L. DAVIDSON : Flow around a simplified car, part 2 : Understanding the flow. *Journal of Fluids Engineering*, 127(5):919–928, 2005.
- [33] M. ROUMÉAS, P. GILLIÉRON et A. KOURTA : Analysis and control of the near-wake flow over a square-back geometry. *Computers & Fluids*, 38(1):60–70, 2009.
- [34] D.B. SIMS-WILLIAMS et B.D. DUNCAN : The ahmed model unsteady wake : Experimental and computational analyses. Rapport technique, SAE Paper 2002-01-1315, 2002.
- [35] M. MINGUEZ, R. PASQUETTI et E. SERRE : High-order large-eddy simulation of flow over the "ahmed body" car model. *Physics of Fluids*, 20(9), 2008. 095101.1-095101.17.
- [36] S. KRAJNOVIĆ et L. DAVIDSON : Flow around a simplified car, part 1 : Large eddy simulation. *Journal of Fluids Engineering*, 127(5):907–918, 2005.
- [37] V. BOUCINHA : *Etude de l'écoulement induit par une décharge à barrière diélectrique surfacique - Contribution au contrôle des écoulements subsoniques par actionneurs plasmas*. Thèse de doctorat, Université d'Orléans, 2009.
- [38] J.-L. AIDER : Rapport d'activité du projet CARAVAJE. Rapport technique, 2010.
- [39] A. ROSHKO : Perspectives on bluff body aerodynamics. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 49(3):79–100, 1993.
- [40] C.-H. BRUNEAU et I. MORTAZAVI : Numerical modelling and passive flow control using porous media. *Computers & Fluids*, 37(5):488–498, 2008.
- [41] V. MODI : Moving surface boundary-layer control : a review. *Journal of Fluids and Structures*, 11:627–663, 1997.
- [42] A. BATIKH : *Contrôle de l'aérodynamique externe des véhicules aériens par des dispositifs microfluidiques : Étude de l'effet de mimi- et micro-jets synthétiques sur des écoulements pariétaux*. Thèse de doctorat, Université de Toulouse, 2008.
- [43] W. GHOZLANI, L. BALDAS, A. KOURTA, H.-C. BOISSON et S. COLIN : Design and experimental analysis of a microfluidic oscillator for active flow control. In *2nd European Conference on Microfluidics (Flu'10)*, Toulouse, France, pages 1–11, 2010.
- [44] J. DANDOIS : *Contrôle des décollements par jet synthétique*. Thèse de doctorat, Université Paris VI, 2007.
- [45] S.G. MALLINSON, G. HONG et J.A. REIZES : Some characteristics of synthetic jets. *AIAA Journal*, pages 651–675, 1999.
- [46] A. CROOK, A.M. SADRI et N.J. WOOD : The development and implementation of synthetic jets for control of separated flow. *AIAA Journal*, pages 99–122.
- [47] O.K. REDINIOTIS, J. KO, X. YUE et A.J. KURDILA : Synthetic jets, their reduced order modeling and applications to flow control. *AIAA Journal*, pages 99–115, 1999.
- [48] A. CROOK et N.J. WOOD : Measurements and visualisations of synthetic jets. *AIAA Journal*, pages 145–152.
- [49] T.M. CRITTENDEN et A. GLEZER : A high-speed, compressible synthetic jet. *Physics of Fluids*, 18(8):1–10, 2006.
- [50] P.P. ERK : *Separation control on a post-stall airfoil using acoustically generated perturbations*. Thèse de doctorat, Tech. Univ. Berlin, 1997.
- [51] D.C. MCCORMICK : Boundary layer separation control with directed synthetic jets. *AIAA Journal*, pages 519–531, 2000.

- [52] Y. UTTURKAR, R. HOLMAN, R. MITTAL, B. CARROL, M. SHEPLAK et Cattafesta L. : A jet formation criterion for synthetic jet actuators. *AIAA journal*, pages 636–642, 2003.
- [53] R. HOLMAN, Y. UTTURKAR, R. MITTAL, B.L. SMITH et L. CATTAFESTA : Formation criterion for synthetics jets. *AIAA Journal*, 43(10):2116–2123, 2005.
- [54] M. AMITAY, B.L. SMITH et A. GLEZER : Aerodynamic flow control using synthetic jet technology. *AIAA Journal*, pages 98–110, 1998.
- [55] Q. GALLAS, G. WANG, M. PAPILA et L. CATTAFESTA : Optimization of synthetic jet actuators. *AIAA Journal*, pages 635–645, 2003.
- [56] B.L. SMITH et G.W. SWIFT : Synthetic jets at large reynolds number and comparison to continuous jets. *AIAA journal*, pages 3030–3040, 2001.
- [57] T. YEHOSHUA et A. SEIFERT : Boundary condition effects on oscillatory momentum generators. *AIAA Journal*, pages 3710–3723, 2003.
- [58] A. SEIFERT, T. BACHAR, I. WYGNANSKI, A. KARIV, H. COHEN et R. YOELI : Application of active separation control to a small unmanned air vehicle. *Journal of aircraft*, 36(2):153–162, 1999.
- [59] A.K. PRASAD, R.J. ADRIAN, C.C. LANDRETH et P.W. OFFUTT : Effect of resolution on the speed and accuracy of particle image velocimetry interrogation. *Experiments in Fluids*, 13(2):105–116, 1992.
- [60] N. TOUNSI, G. FOURRIÉ, H. OUALLI, L. KEIRSBULCK, S. HANCHI et L. LABRAGA : Volumetric 3-component velocimetry measurements of the flow field on the rear window of a generic car model. *Thermal science*, 16(1):313–320, 2012.
- [61] S.R. FUGAL, B.L. SMITH et R.E. SPALL : Displacement amplitude scaling of a two-dimensional synthetic jet. *Physics of Fluids*, 17(4):1–10, 2005.
- [62] H. SCHLICHTING : *Boundary layer theory*. McGraw-Hill, 1968.
- [63] Y. GUY, T.E. McLAUGHLIN et J.A. MORROW : Velocity measurements in a synthetic jet. *AIAA Journal*, pages 2001–2018, 2001.
- [64] F.M. WHITE : *Viscous fluid flow*. McGraw-Hill, 1974.
- [65] L.D. KRAL, J.F. DONOVAN, A.B. CAIN et A.W. CARY : Numerical simulation of synthetic jet actuators. *AIAA Journal*, pages 97–124, 1997.
- [66] J.E. CATER et Sonia J. : The evolution of round zero-net-mass-flux jets. *Journal of Fluid Mechanics*, 472:167–200, 2002.
- [67] R.B. KOTAPATI et R. MITTAL : Time-accurate three-dimensional simulations of synthetic jets in quiescent air. *AIAA journal*, pages 103–120, 2005.

Simulation numérique des grandes échelles sur une géométrie simplifiée bidimensionnelle

L'objectif initial de cette thèse était de travailler à la fois les approches numérique et expérimentale. D'un point de vue numérique, l'idée de base était de reproduire l'écoulement contrôlé en vue d'évaluer le potentiel de réduction de traînée à l'aide du contrôle par jets synthétiques sur une géométrie simplifiée de véhicule automobile. Dans le cadre de la cotutelle, le programme de recherche visait à mener les calculs numériques, ainsi que le développement des actionneurs piézoélectriques à l'EMP d'Alger. Les validations expérimentales étaient quant à elles prévues dans le cadre des séjours scientifiques au laboratoire TEMPO de Valenciennes.

Les limitations matérielles de calcul nous ont orienté vers une simplification de l'étude numérique du cas tridimensionnel au cas bidimensionnel. Il s'est avéré par la suite que cette simplification, trop pénalisante, ne nous permettait pas de reproduire fidèlement la complexité de l'écoulement de sillage du corps de Ahmed. En effet, nos travaux numériques nous ont mené à la conclusion que pour envisager de reproduire numériquement l'écoulement contrôlé en vue d'évaluer le potentiel de réduction de traînée à l'aide du contrôle par jets synthétiques, il fallait tenir compte des effets tridimensionnels et notamment des structures longitudinales. Les simulations directes tridimensionnelles étant hors de portée de nos moyens de calcul, nous avons donc évalué les performances en termes de réduction de traînée uniquement de façon expérimentale. L'approche numérique bidimensionnelle n'étant que peu représentative de l'écoulement réel se développant sur un corps d'Achmed, nous avons souhaité qu'elle soit reportée en annexe. Cependant les aspects instationnaires, même sur une géométrie bidimensionnelle, présentent un intérêt remarquable. Pour cette raison, nous nous proposons de présenter de façon très sommaire, dans cette annexe, certains résultats numériques, notamment en vue de souligner les instationnarités liées aux mécanismes de détachement tourbillonnaire.

A.1 Modélisation numérique

Dans la littérature, seules les simulations DNS¹ permettent de décrire fidèlement la physique impliquée dans les phénomènes de décollement, mais pour un coût de réalisation, en termes de puissance de calcul, encore incompatible avec son emploi pour des géométries complexes comme des corps épais. Il est par conséquent nécessaire d'utiliser une méthode moins coûteuse au prix d'une perte de la description correcte de la physique impliquée dans le décollement. Une solution consiste à avoir recours à des simulations URANS² sur un maillage bidimensionnel. Cependant, il est reconnu que les résultats dépendent alors du modèle de turbulence employé. Une des limitations des simulations URANS est qu'elles ne sont capables de simuler des écoulements instationnaires qu'à basse fréquence. Or, les écoulements décollés donnent lieu à des phénomènes relativement haute fréquence comme par exemple les instabilités de couche de mélange. De plus, le modèle de Spalart ou le modèle $k-\epsilon$ par exemple sont tout deux connus pour surestimer les longueurs de décollement. Avec l'augmentation continue de la puissance de calcul des supercalculateurs, le recours à des simulations précises telles que la LES³ est aujourd'hui possible même si elle sont limitées à des nombres de Reynolds modérés. La simulation des grandes échelles s'avère être un bon compromis dans notre cas et nous a conduit à réaliser une étude numérique de l'écoulement se développant sur un corps de Ahmed à l'aide du code de calcul FLUENT[®] développé par la société ANSYS[®].

A.1.1 Bref rappel du principe de la simulation des grandes échelles

Un écoulement turbulent est caractérisé par une grande gamme d'échelles qui vont d'une longueur caractéristique de la configuration étudiée jusqu'à l'échelle de Kolmogorov. Simuler un écoulement turbulent nécessite donc d'avoir une résolution spatiale et temporelle suffisante pour représenter tous les phénomènes mis en jeu. Seule la simulation numérique directe est capable de réaliser cela. Cependant, les nombres de maille nécessaires à de telles simulations sont de l'ordre du nombre de Reynolds à la puissance $\frac{9}{4}$ en turbulence homogène isotrope. En pratique, cette approche est donc limitée à des nombres de Reynolds de l'ordre de quelques milliers. C'est pourquoi les industriels de l'aéronautique ont utilisé dans un premier temps des simulations où les effets de la turbulence ont été traités par une approche moyennée : les simulations RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes).

Cependant dans le cas d'écoulements sièges d'instationnarités à grandes échelles comme les décollements, l'approche RANS ne permet de prendre en compte les instabilités naturelles de l'écoulement par exemple. L'idée de la simulation des grandes échelles est de réduire la taille des maillages en tirant parti de la large séparation d'échelles entre les structures tourbillonnaires comme schématisé sur la figure A.1 :

- Les grosses structures qui contiennent la plus grande partie de l'énergie cinétique turbulente sont calculées,

1. *Direct Numerical Simulation (Simulation numérique directe)*
2. *Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes (Modèle statistique basée sur les équations de Navier-Stokes moyennées instationnaires : RANS + $\frac{\partial}{\partial t}$)*
3. *Large Eddy Simulation (Simulation des grandes échelles)*

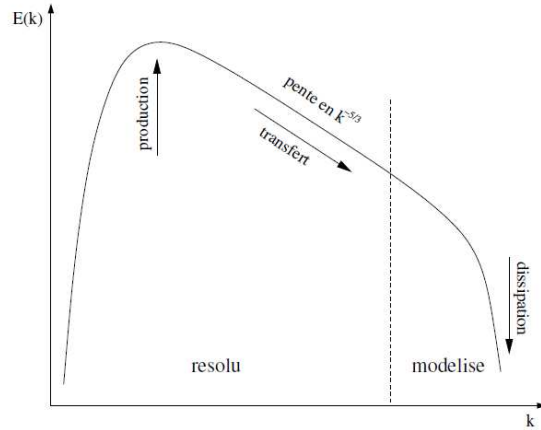


FIGURE A.1 – Spectre d'énergie cinétique turbulente avec séparation d'échelles.

- Les petites échelles supposées homogènes et isotropes qui jouent le rôle de captation et de dissipation de l'énergie sont modélisées.

Le nombre de mailles alors nécessaire est de l'ordre du nombre de Reynolds à la puissance $\frac{3}{2}$. La séparation d'échelles est effectuée grâce à un filtrage passe-bas des équations de Navier-Stokes pour supprimer les petites structures.

A.1.2 Domaine de calcul, conditions aux limites et maillage

La géométrie utilisée pour cette étude numérique est un corps de Ahmed échelle 1 en vue de côté (de longueur L). Notons que la forme arrondie placée à l'avant de la géométrie, bien que destinée à maintenir l'écoulement attaché, donne naissance à une instabilité de type Kelvin-Helmholtz qui interagit avec la structure décollée de lunette arrière comme nous le verrons par la suite. Ce phénomène a également été remarqué par Spohn et al. [8].

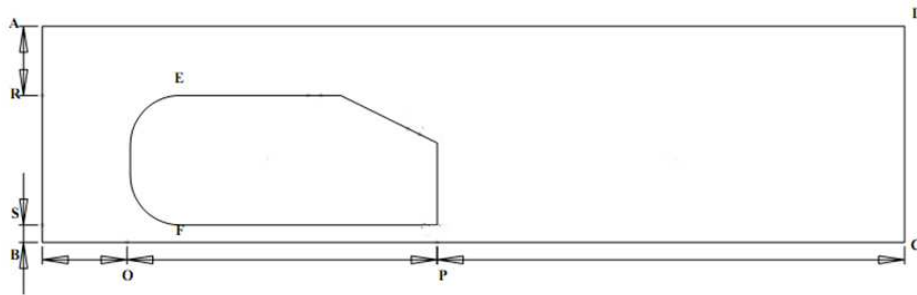


FIGURE A.2 – Domaine de calcul.

Cette géométrie est plongée dans un domaine fluide parallélépipédique et délimité par des surfaces représentatives du sol ($SB = 0.096L$), du plafond ($AR = 3.34L$), de l'entrée ($BO = 6.8L$), de la sortie ($PC = 26L$) et des parois latérales (figure A.2). Ces dimensions importantes permettent de s'affranchir des effets de bord, de blocage et des éventuelles interactions entre les conditions aux limites imposées à l'écoulement.

Pour les conditions aux limites, sur la frontière au sol, une condition de non glissement est appliquée, sur la frontière supérieure, une condition de l'écoulement uniforme est imposée. En entrée et en sortie du domaine de calcul, une condition de vitesse longitudinale uniforme et une condition aux limites d'écoulement libre en pression sont respectivement imposée. La vitesse d'entrée est ici de 16m/s et le pas de temps pour la simulation est de 10^{-4} s.

Le maillage optimal choisi qui assure le compromis entre le temps de calcul et la précision des résultats est estimé à environ 350000 nœuds par le biais d'une étude de convergence.

A.2 Exploration numérique

A.2.1 Comparaison de l'écoulement de référence avec l'expérience

La figure A.3 reporte l'évolution du champ moyen de vitesse pour divers temps d'intégration (T_{int}). Les lignes de courant mettent en évidence une activité tourbillonnaire assez importante. Les zones de recirculation résultant de l'interaction tourbillonnaire entre l'écoulement de soubassement et l'écoulement provenant du pavillon souligne l'instabilité de Bénard-Von Kármán. On constate qu'à partir d'un temps d'intégration de 1.6s la structure de l'écoulement moyen commence à converger statistiquement.

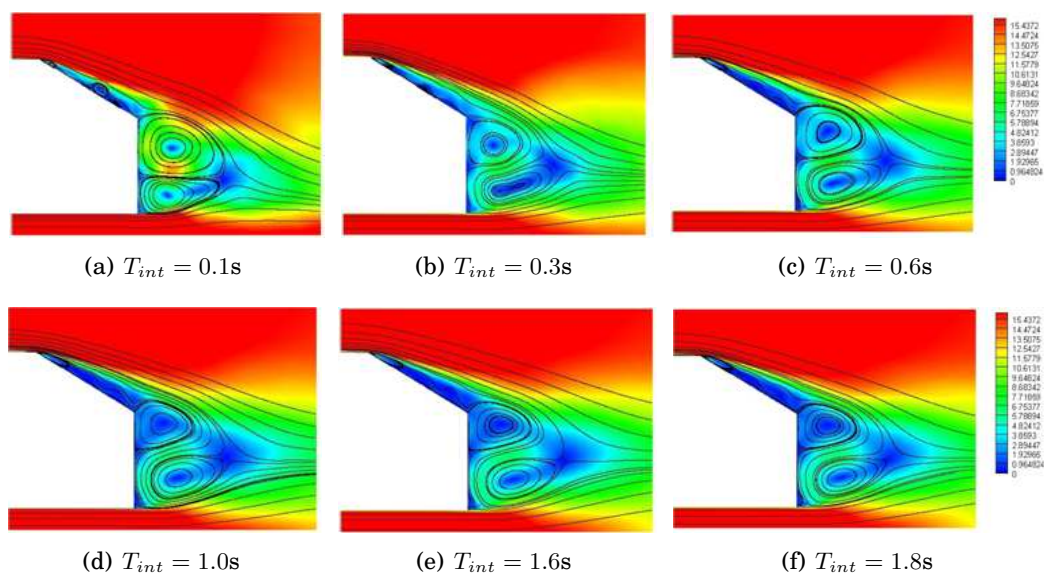


FIGURE A.3 – Evolution statistique du champ moyen de vitesse en fonction du temps d'intégration

Les résultats obtenus par simulation (figure A.4(a)) indiquent la présence d'une zone de recirculation derrière le corps, une zone décollée sur la lunette, et deux vortex derrière le culot.

Ces résultats diffèrent assez fortement des caractérisations spatiales expérimentales du corps de Ahmed effectuées à l'aide de la PIV (figure A.4(b)). On note que la zone de décollement n'est plus rattachée à la lunette et on observe un décollement massif sur la lunette. La topologie de l'écoulement dans le contexte d'une simplification bidimensionnelle

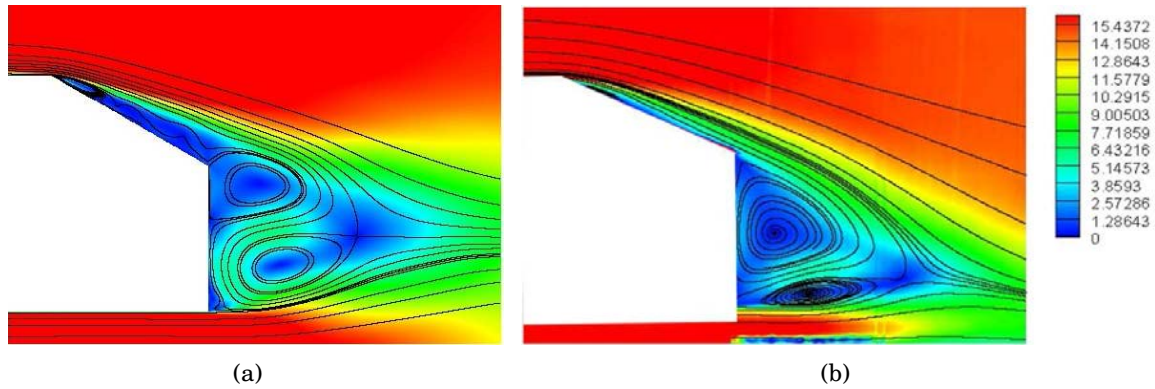


FIGURE A.4 – Structure de l'écoulement (a) Simulation (LES), (b) Expérience (PIV)

est donc loin d'être fidèle aux mesures effectuées sur le corps de Ahmed. En effet, le fait de ne pas tenir compte des effets tridimensionnels affecte fortement la topologie de l'écoulement moyen. En particulier le bulbe décollé qui n'est dans ce cas plus contraint par les structures longitudinales contrarotatives à recoller à la lunette. Ces simulations ne sont donc potentiellement pas intéressantes d'un point de vue comparatif avec l'expérience et notamment pour apprécier les performances d'un éventuel contrôle par jets synthétiques. C'est en grande partie pour cette raison que l'approche numérique n'a pas été exploitée dans cette thèse. Cependant la dynamique de détachement tourbillonnaire, même affectée par cette simplification, demeure très intéressante pour la compréhension des phénomènes physiques associés au contrôle d'écoulement. Nous présenterons donc à cet effet quelques résultats de simulation.

A.2.2 Caractérisation instationnaire de l'écoulement

Champs instantanés de vorticité

La figure A.5 montre plusieurs champs de vorticité instantanés pris à des intervalles de temps réguliers de 0.02s. On peut observer des structures tourbillonnaires provenant de l'amont du corps qui glissent sur le pavillon, ainsi que le détachement de ces structures à la jonction entre le pavillon et la lunette. Ce phénomène est très intéressant car il souligne le fait qu'une perturbation de la couche limite en amont existe et est probablement liée voire associée au phénomène de décollement sur la lunette arrière du corps.

On remarque également que d'autres structures se développent en dessous du corps, glissent sous le soubassement et viennent alimenter la structure torique de culot inférieure. Ces structures sont ensuite advectées dans le sillage et participent au détachement tourbillonnaire de type Bénard-Von Kármán. Celui-ci est d'ailleurs très marqué sur les clichés de la figure A.5. L'analyse spectrale des champs instantanés de vorticité nous a conduit à mettre en évidence une fréquence d'émission de 12Hz, qui correspond à un nombre de Strouhal, ramené à la hauteur du corps, de 0.216, typique de l'instabilité de Bénard-Von Kármán.

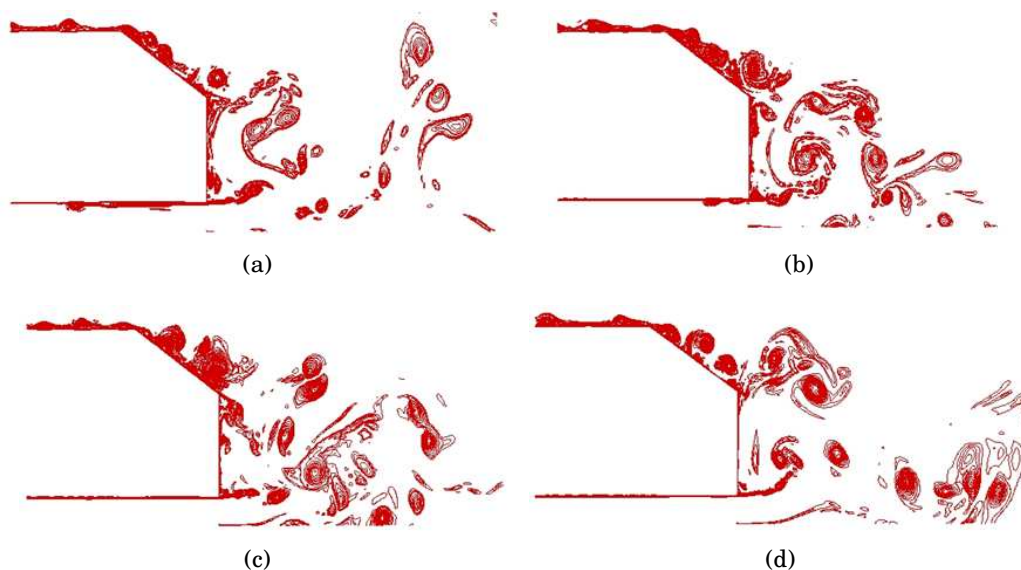


FIGURE A.5 – Champs instantanés de vorticité

Evolution temporelle du coefficient de traînée

On trouve par simulation un coefficient de traînée de l'ordre de 0.36. Celui-ci n'est bien entendu pas représentatif de l'écoulement sur un corps d'A Ahmed tridimensionnel où l'on retrouve expérimentalement une valeur de 0.39 à l'incertitude de mesure près pour le même nombre de Reynolds. Mais il est cependant intéressant de voir à quel point la traînée instationnaire varie en fonction du temps. Sur la figure A.6, qui donne l'évolution temporelle du coefficient de traînée numériquement, on constate de fortes fluctuations dans la valeur du coefficient de traînée. Ces fluctuations s'étalent dans le cas présent sur une plage de valeurs comprise entre 0.2 et 0.7 principalement.

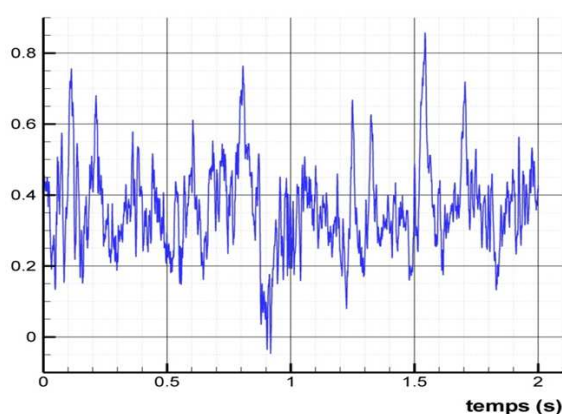


FIGURE A.6 – Evolution du coefficient de traînée en fonction du temps

L'analyse des champs instantanés de vorticité que nous venons de voir permet de mieux comprendre l'évolution temporelle de la traînée aérodynamique. La traînée est liée principalement dans le cas des corps épais à la variation de pression dans le sillage

du corps. Cette pression dans le sillage est elle même directement pilotée par le mécanisme d'émission tourbillonnaire. Les interactions d'ordre instationnaire entre ces structures tourbillonnaires naturelles et celles induites par un jet synthétique sont donc des phénomènes physiques majeurs à prendre en compte dans les stratégies de contrôle d'écoulement.

On voit dès lors tout l'intérêt d'un contrôle d'écoulement par jets synthétiques, ou plus généralement d'un contrôle induisant une perturbation dans l'écoulement, permettant de moduler les émissions tourbillonnaires. A partir du moment où l'actionneur de contrôle est en mesure d'interagir avec l'écoulement, la perspective d'un contrôle avec une rétroaction semble être une voix très prometteuse en vue de réduire efficacement la traînée sur des corps épais. En effet, le contrôle en boucle fermée permettrait une adaptation de l'actionneur au besoin de l'écoulement à l'instant t .

A.3 Bilan sur les simulations numériques bidimensionnelles

L'étude numérique bidimensionnelle réalisée dans cette annexe permet d'appréhender l'écoulement moyen et indique tout d'abord qu'en aval de la géométrie simplifiée, l'écoulement est largement décollé. L'écoulement de sillage est alors caractérisé par la formation d'une allée tourbillonnaire de type Bénard-Von Kármán, mais des différences marquées apparaissent avec les validations expérimentales. En effet, la topologie bidimensionnelle de l'écoulement de sillage ne fait pas apparaître les deux structures tourbillonnaires longitudinales supplémentaires qui contribuent également aux efforts de pression sur l'arrière de la géométrie. Il est donc nécessaire d'évaluer l'efficacité d'un contrôle éventuel en présence de ces structures tourbillonnaires. Le passage aux simulations 3D est donc incontournable.

Cependant les simulations numériques ont permis de caractériser les instationnarités de l'écoulement se développant sur une géométrie bidimensionnelle et ainsi de mieux comprendre les interactions entre la traînée et l'écoulement de sillage. Ces simulations ont notamment permis de comprendre en quoi une faible émission tourbillonnaire comme celle induite par un jet synthétique est en mesure de contrôler la traînée aérodynamique d'un corps épais.

Production scientifique

B.1 Publication internationale avec comité de lecture

- **TOUNSI N.**, FOURRIÉ G., OUALLI H., KEIRSBULCK L. HANCHI S. and LABRAGA L. (2012). Volumetric 3-component velocimetry measurements of the flow field on the rear window of a generic car model. *Thermal Science*, Vol. 16, No. 1, pp. 313-320

B.2 Communications scientifiques internationales avec actes

- **TOUNSI N.**, FOURRIÉ G., KEIRSBULCK L., HANCHI S., LABRAGA L., GILLIÉRON P. (2009). Contrôle de l'écoulement autour d'une géométrie simplifiée de véhicule par l'action d'un jet synthétique ; *9ème Congrès de Mécanique*, Marrakech, Maroc, 21-24 Avril.
- FOURRIÉ G., **TOUNSI N.**, KEIRSBULCK L., LABRAGA L., GILLIÉRON P., HANCHI S., (2009). *Étude du mécanisme de réduction de traînée par déflecteur sur corps d'A Ahmed* ; 9ème Congrès de Mécanique, Marrakech, 21-24 Avril 2009.
- **TOUNSI N.**, HANCHI S., LABRAGA L., ASKOVIC R., BOUABDALLAH A., (2007). *Performances en vol stationnaire d'un birotor coaxial* ; 1ère Conférence Internationale sur l'Energétique et la Pollution - ICEPC'07, Constantine, 1-2 décembre 2007.

B.3 Communications scientifiques nationales

- **TOUNSI N.**, HANCHI S., LABRAGA L., (2010); *Contrôle de l'écoulement autour du corps de Ahmed par l'action d'un jet synthétique*, Avril 2010, Ecole Militaire Polytechnique d'Alger, Algérie.
- FOURRIÉ G., **TOUNSI N.**, STÉFANINI J, HYDE M., OUALLI H., KEIRSBULCK L., HANCHI S., LABRAGA L. (2012). *Vélocimétrie Volumétrique 3 composantes appliquée à l'écoulement autour du corps de Ahmed avec contrôle passif* ; 13ème Congrès Franco-phone de Techniques Laser, 18-21 septembre 2012, Rouen.

Publication internationale avec comité de lecture

- **TOUNSI N.**, FOURRIÉ G., OUALLI H., KEIRSBULCK L. HANCHI S. and LABRAGA L. (2012). Volumetric 3-component velocimetry measurements of the flow field on the rear window of a generic car model. *Thermal Science*, Vol. 16, No. 1, pp. 313-320

VOLUMETRIC 3-COMPONENT VELOCIMETRY MEASUREMENTS OF THE FLOW FIELD ON THE REAR WINDOW OF A GENERIC CAR MODEL

by

**Nabil TOUNSI^{a,b}, Gregoire FOURRIE^a, Hamid OUALLI^b, Laurent KEIRSBULCK^{a*},
Samir HANCHI^b, and Larbi LABRAGA^a**

^a Université Lille Nord de France, Lille, France; UVHC, TEMPO, Valenciennes, France

^b LMDF Ecole Militaire Polytechnique, Bordj-el-Bahri, Algiers, Algeria

Short paper

DOI: 10.2298/TSCI 111220036T

Volumetric 3-component velocimetry measurements are carried out in the flow field around the rear window of a generic car model, the so-called Ahmed body. This particular flow field is known to be highly unsteady, 3-D and characterized by strong vortices. The volumetric velocity measurements from the present experiments provide the most comprehensive data for this flow field to date. The present study focuses on the wake flow modifications which result from using a simple flow control device, such as the one recently employed by Fourrié et al. The mean data clearly show the structure of this complex flow and confirm the drag reduction mechanism suggested by Fourrié et al. The results show that strengthening the separated flow leads to weakening the longitudinal vortices and vice versa. The present paper shows that the volumetric 3-component velocimetry technique is a powerful tool used for a better understanding of a 3-D unsteady complex flow such as developing around a bluff-body.

Key words: *volumetric 3-component velocimetry, Ahmed body, aerodynamics, wake flow*

Introduction

The environmental objectives of most transport policies require the development of new road transport strategies in order to improve the energy efficiency of vehicles [1, 2]. The development of sustainable drag reduction devices could be one of the most efficient approaches to reduce both automotive vehicle energy consumption and pollutant emissions. There is ongoing research about how to reduce greenhouse gas emissions via drag reduction. Up to 80% of the aerodynamic drag arises from the low pressure field within the vehicle wake, 30% of which is generated from the flow separation occurring on the rear part of the vehicle. As a consequence, separation control strategies appear to be particularly relevant to reduce both vehicle consumption and emissions.

* Corresponding author; e-mail: laurent.keirsbulck@univ-valenciennes.fr

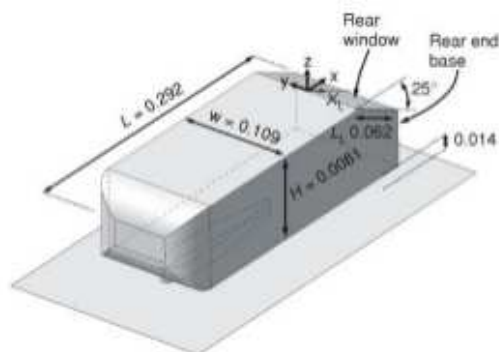


Figure 1. Geometry of the Ahmed model) used in the present study (dimensions in m)

The Ahmed car model is a simplified geometry defined by Ahmed *et al.* [3] (see fig. 1) and commonly used in the vehicle aerodynamics research community. Ahmed *et al.* [3] originally studied the influence of the rear window inclination for cars with a car boot integrated to the main body of the vehicle and topped by a slanted surface, the rear window. The 3-D flow around the Ahmed body is particularly complex above the rear window: two counter-rotating cone-like trailing vortices arise on both lateral edges of the window and interact with the separated bubble developing from the end edge of the roof [4].

In recent years, various flow control strategies have been investigated for this kind of geometry, and in particular for the 25°-inclined rear window Ahmed model (*e. g.* [5-7]). Fourrie *et al.* [8] recently highlighted the effect of a deflector (fixed at the roof end, on the upper edge of the rear window) on both the separated zone and the longitudinal vortices. When the deflection was sufficient, they observed a sudden drag reduction of about 9%, indicating a strong modification in the flow behavior. In that case, they suggested a disturbance of the longitudinal vortex development due to the enlargement of the separated flow region above the window. A quite similar mechanism was suggested by Aider *et al.* [6] for a close geometry. At the same time, Fourrie *et al.* observed the merging of the separated region and the upper recirculation structure at the rear end base.

The aim of the present work is to improve the understanding of the flow topology modification observed in [8] using Volumetric 3-component Velocimetry (V3V) measurements, with emphasis on the region located above the rear window.

Experimental set-up

Two different experimental configurations are considered in our study: a water tunnel with a 0.28:1-scale model and the same wind tunnel and model as in [8].

Water tunnel experiments

Most of the experimental work presented in the present paper was performed in a water tunnel at the TEMPO laboratory of the University of Valenciennes. The test section is 1.2 m long with a $0.3 \text{ m} \times 0.3 \text{ m}^2$ square cross-section. The upstream velocity is 3 m/s and the turbulence intensity is less than 1.5% in empty test section. There are important topology differences between the flows for a reference Ahmed body and for the same body with a deflector inclined at optimum angle. Our work aims at better describing these changes, hence our choice of two models, one for each configuration.

The two models are obtained via stereolithography at a 0.28:1-scale (the reference case is shown in fig. 1), which corresponds to a Reynolds number based on the model height of $2.4 \cdot 10^5$. The two models stand on a NACA0018 airfoil profile. The origin of the co-ordinates

is set at the medium point of the upper edge of the rear window and the co-ordinate directions are shown in fig. 1.

All the measurements in the water tunnel configuration are carried out using the TSI's V3V technique. This method is based on the work of Willert *et al.* [9] and of Pereira *et al.* [10]. The main principle is quite similar to that of the standard particle image velocimeter (PIV), where image pairs acquired with a known time delay allow the characterization of particle displacements within an illuminated space in the flow. In the V3V method, three cameras at various small angles focus on a light cone volume. The cameras give three images allowing a volumetric mapping of the particles positions. A preliminary calibration is required and performed by moving a planar target in different measurement planes. The cameras depth of field is checked to be sufficient. Once the seeding particles are identified in each camera image, the same particle observed from the three images is used to define a "triplet". In fact, this triplet forms a triangle in the main resulting focal plane, its size depending on the depth position of the particle (its z co-ordinate). The mean position of the triplet (the center of the triangle) gives the position (x and y co-ordinates) of the particle in the plane located at the depth position determined previously. Then, the velocity vector can be extracted using the tracking method defined by Pereira *et al.* [11]. Unlike the standard PIV, the vector extraction is not performed on a specific grid which makes it necessary to interpolate the resulting vectors on a regular grid.

A schematic view of the system configuration is depicted in fig. 2. The light cone is provided by a double-pulsed Nd-YAG laser operating at 532 nm, with 200 mJ for each pulse and a 7.25 Hz frequency. The flow seeding is performed using polyamide particles with a mean diameter of 50 μm . Three cameras, each with $2,048 \times 2,048$ pixels² charge-coupled device (CCD) sensors, are used. The measurement volume, which is 120 mm \times 60 mm \times 100 mm, is focused above the rear window of the model. The data processing is performed with the TSI's INSIGHT V3V software.

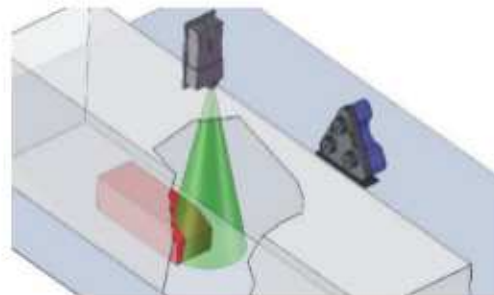


Figure 2. The water tunnel configuration with TSI's V3V system

Wind tunnel experiments

The study involves a spectral analysis from data obtained via hot wire anemometry measurements performed in the wake of the model for the wind tunnel configuration presented previously [8]. The Ahmed body used here is at the scale defined by Ahmed *et al.* [3] (the model is thus 1.044 m long, 0.389 m wide and 0.288 m high). The closed-circuit subsonic wind tunnel has a 10 m long test section with a 2 m \times 2 m square cross-section. The turbulence intensity is about 0.5% in empty test section, and the upstream velocity is 16 m/s.

The hot-wire anemometry measurements are performed along two vertical lines behind the model in the middle plane $y = 0$ and at the window height, one very close to the rear end base ($x/L = 0.2$) and the other one farther in the wake ($x/L = 0.4$). Only the spectra at the window lower edge height are presented as they show the most relevant results. Measurements have also been performed along a vertical line outside the middle plane ($y/W =$

= 0.375) but did not provide a relevant spectral behavior. The hot-wire probe used for the measurements is a single-component one and only longitudinal velocity is considered. The probe is made of a 1.25 mm long, 5 μm diameter platinum-plated tungsten wire. A 5th order polynomial approximation is used for velocity calibration. The sampling frequency is 1 kHz and 300,000 samples are considered for each measurement.

The longitudinal vorticity field within a transverse plane behind the model ($x/L = 0.4$) is also presented. These results are obtained in wind tunnel using stereoscopic particle image velocimetry (SPIV) measurements.

Results and discussions

Flow topology investigation above the rear window using the V3V technique

As mentioned in [8], in the case of a deflector inclined with an optimum angle, the widening of the separated flow on the upper edge of the window induces the weakening of the longitudinal vortices. Figure 3 shows the loss in coherence of one of these vortices as seen from the longitudinal vorticity field in the wake of the model. This being a view of the aerodynamic field within a plane, no evidence is given of the breaking down of the longitudinal vortex. Moreover, in [8], the SPIV measurements (and standard PIV measurements) did not allow the authors to get an accurate description of the flow topology.

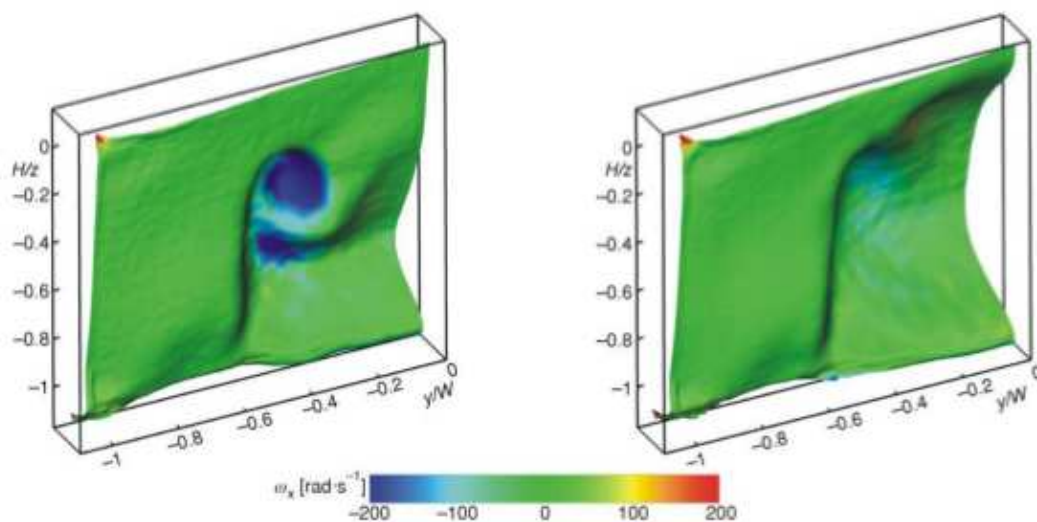


Figure 3. Longitudinal vorticity field in a transverse plane behind the Ahmed model ($x/L = 0.4$) from SPIV measurements, without (left) and with control device (right). The depth of this vorticity field corresponds to the longitudinal velocity component (color image see on our web site)

Since the V3V technique gives access to the 3-D aerodynamic field, a much better description of the influence of the device on the longitudinal structure development can be achieved. Figure 4 represents iso-vorticity contours (longitudinal and non-longitudinal) above the rear window. The vorticity contours highlight two different kinds of vortex structures. In the reference case, the longitudinal structure is observable, with its core emphasized by the

higher vorticity contour levels. It is now clear from the V3V measurements that the control device leads to the breaking down of the longitudinal vortices. Indeed, even for lower longitudinal vorticity contour values, there is no coherent structure corresponding to the longitudinal vortex. The non-longitudinal vorticity iso-contour highlights the separated flow region above the rear window. This region corresponds to the recirculation bubble in the reference case and to a bulk separation occupying the entire flow volume above the rear window in the case with the control device. This strong separation over the window disturbs the development of the longitudinal vortices and leads to their breakdown.

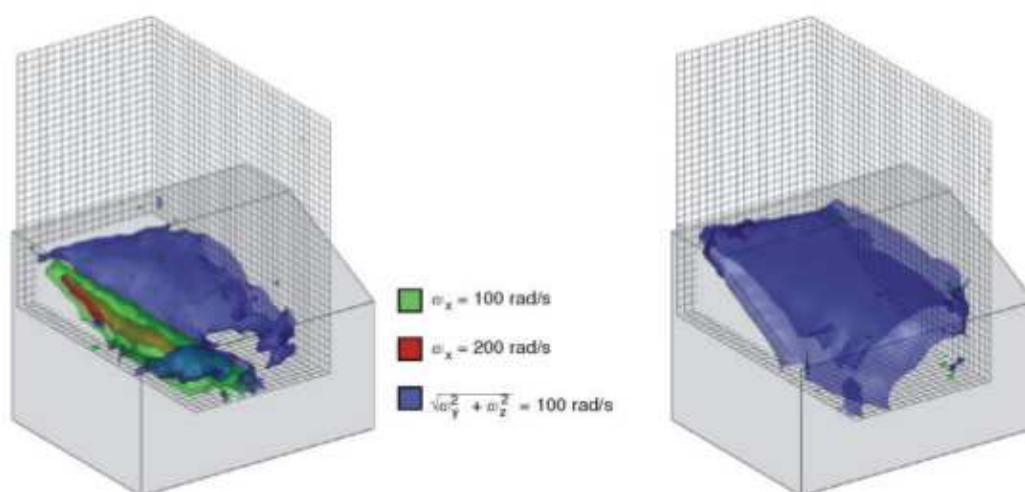


Figure 4. Longitudinal and non-longitudinal vorticity iso-contours, without (left) and with control device (right) (color image see on our web site)

Stream traces (figs. 5 and 6) clearly illustrate the strong flow topology differences between the two considered cases. The reference case (fig. 5) shows a standard behavior, with the rolling up of the stream traces indicating the development of the longitudinal vortex against the separated bubble. In the controlled case (fig. 6), the flow topology is dominated by the bulk separation. The recirculation structure above the window was observed by Fourrie *et al.* [8] to merge with the upper rear end base recirculation. The recirculation core region shows a rolling up from the lateral side of the structure to the inside, in the downward direction. Then, the flow comes back from the rear end base and the stream traces pass over the window and impact it. This structure is highly 3-D with a main distribution inside the vortex structure from the spanwise direction. This complex flow topology could obviously not be determined from the previous PIV

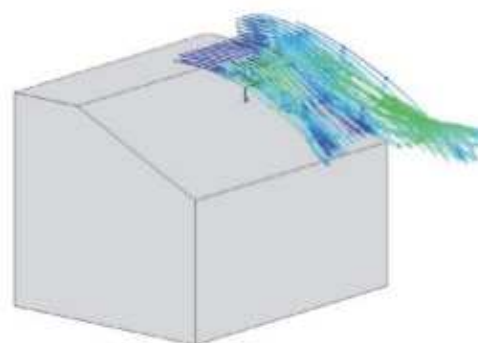


Figure 5. Stream traces above the rear window of the reference case; streamlines colored by the vorticity magnitude

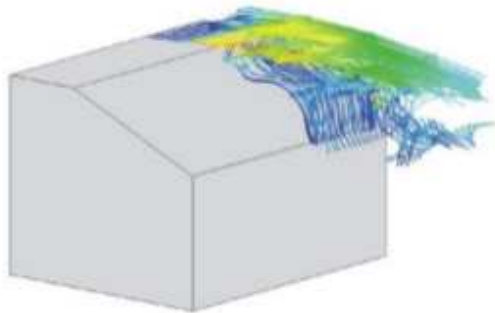


Figure 6. Stream traces above the rear window of the controlled case; streamlines colored by the vorticity magnitude

measurements, even by using SPIV measurements. Although the longitudinal vortices developing in the Ahmed body wake are known to be particularly intense, the controlled flow shows even higher vorticity magnitude levels (fig. 5 and 6).

Influence of the control device on the unsteadinesses around the rear window

Few authors have considered the unsteady phenomena that exist around the Ahmed model (without flow control device). Two main frequencies have been noticed in the literature around the rear part of this geometry. In the present work, the frequency is normalized by the square root of the frontal area of the body resulting in the Strouhal number $St_A = f(HW)^{1/2}/U_0$, where f is the frequency and U_0 the upstream velocity.

The most frequently observed frequency, $St_A \approx 0.5$, corresponds to the von Karman-like vortex shedding from the rear end base (*e. g.* Sims-Williams *et al.* [12] or Minguez *et al.* [13]). A second value observed by Thacker [14], $St_A \approx 0.2$, corresponds to the low frequency flapping of the separated bubble, a phenomenon which is similar to the one existing in the recirculation structure on a thick plate leading edge (see Kiya *et al.* [15]) or downstream of a backward facing step (see *e. g.* Hudy *et al.* [16]). As observed in some studies, this flapping can be accompanied by a vortex shedding.

Hot-wire anemometry measurements are performed in the model near wake in the wind tunnel. The power spectral density from the corresponding velocity signals are presented in fig. 7. Close to the window lower edge, a weak peak around $St_A = 0.23$ is observed in the uncontrolled case. This can be identified as the low frequency related to the separated bubble. This peak does not appear in the controlled case, since the separated bubble no longer exists. Farther in the wake, peaks are observed in both the reference and the controlled cases at $St_A = 0.47$ and 0.45 , respectively. These are typical for the von Karman-like vortex shedding from

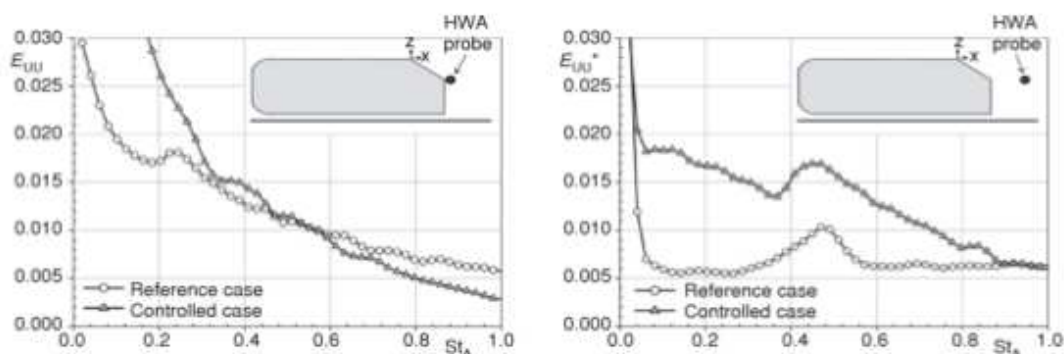


Figure 7. Power spectral densities in two different points downstream the model, at $x/L = 0.2$ (left) and 0.4 (right); (E_{uu} is the energy spectrum of the streamwise velocity component, normalized by its variance)

the vertical base. Even if the size of the upper structure involved in this shedding mechanism is strongly increased, the shedding frequency is not much affected. Thus, the main unsteady modification is the disappearance of the low frequency related to the separated bubble. The von Kármán-like vortex shedding frequency remains nearly constant.

Concluding remarks

V3V measurements have been carried out to improve the understanding of the flow topology modification induced by a deflector located on the upper edge of the rear window as studied previously in Fourrie *et al.* [8]. The V3V technique allows the measurement of the 3-D velocity field above the rear window. A much more complex flow than previously mentioned is observed when the control device is applied. Iso-surfaces of quantities such as the velocity or the vorticity help in visualizing the structures of the flow and identifying the different regions contributing to drag reduction. These results show the competition between the longitudinal vortices and the separated flow over the window: enhancing one of the structures leads to the destruction of the other ones. Part of the influence of the control device on the unsteadinesses occurring above the window was also observed.

The present measurements are the first instantaneous volumetric measurements of the 3-D flow over the rear window of an Ahmed body and show the high potential of the V3V technique to investigate a complex unsteady 3-D flow.

Acknowledgments

The present research work has been supported by Campus International pour la Sécurité et l'Intermodalité des Transports, la Région Nord-Pas-de-Calais, l'Union Européenne, la Direction de la Recherche, Enseignement Supérieur, Santé et Technologies de l'Information et de la Communication et le Centre National de la Recherche Scientifique. The authors gratefully acknowledge the support of these institutions.

The authors thank Jean Stefanini and Martin Hyde from TSI Inc. for their assistance to the measurements using V3VTM Volumetric 3-Component Velocimetry.

References

- [1] Manojlović, A. V., *et al.*, Fleet Renewal: an Approach to Achieve Sustainable Road Transport, *Thermal Science*, 15 (2011), 4, pp. 1223-1236
- [2] Petersen, M. S., *et al.*, Report on Transport Scenarios with a 20 and 40 year Horizon, Final Report, Funded by DG TREN, Copenhagen, 2009
- [3] Ahmed, S. R., Ramm, G., Faltin, G., Some Salient Features of the Time-Averaged Ground Vehicle Wake, SAE paper 840300, 1984
- [4] Spohn, A., Gillieron, P., Flow Separations Generated by a Simplified Geometry of an Automotive Vehicle, *Proceedings*, UTAM Symposium on Unsteady Separated Flows, Toulouse, France, 2002
- [5] Aider, J. L., Beaudoin, J. F., Wesfreid, J. E., Drag and Lift Reduction of a 3d Bluff-Body Using Active Vortex Generators, *Experiments in Fluids*, 48 (2010), 5, pp. 771-789
- [6] Gillieron, P., Kourta, A., Aerodynamic Drag Reduction by Vertical Splitter Plates, *Experiments in Fluids*, 48 (2010), 1, pp.1-16
- [7] Brunn, A., *et al.*, Active Drag Control for a Generic Car Model, *Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design*, 95 (2007), pp. 247-259
- [8] Fourrie, G., *et al.*, Bluff-Body Drag Reduction Using a Deflector, *Experiments in Fluids*, 50 (2011), 2, pp. 385-395

- [9] Willert, C. E., Gharib, M., Three-Dimensional Particle Imaging with a Single Camera, *Experiments in Fluids*, 12 (1992), 6, pp. 353-358
- [10] Pereira, F., *et al.*, Defocusing Digital Particle Image Velocimetry: a 3-Component 3-Dimensional DPIV Measurement Technique. Application to Bubbly Flows, *Experiments in Fluids*, 29 (2000), Suppl., 1, pp. S078-S084
- [11] Pereira, F., *et al.*, Two-Frame 3D Particle Tracking, *Measurement Science and Technology*, 17 (2006), 7, pp. 1680-1692
- [12] Sims-Williams, D. B., Duncan, B. D., The Ahmed Model Unsteady Wake: Experimental and Computational Analyses, SAE paper 2002-01-1315, 2002
- [13] Minguez, M., Pasquetti, R., Serre, E., High-Order Large-Eddy Simulation of Flow over the "Ahmed Body" Car Model, *Physics of Fluids*, 20 (2008), 9, pp. 095101.1-095101.17
- [14] Thacker, A., Experimental Contribution to the Steady and Unsteady Analysis of the Flow Behind a Bluff Body (in French), Ph. D. thesis, Universite d'Orleans, Orleans, France, 2010
- [15] Kiya, M., Sasaki, K., Structure of Large-Scale Vortices and Unsteady Reverse Flow in the Reattaching Zone of a Turbulent Separation Bubble, *Journal of Fluid Mechanics*, 154 (1985), pp. 463-491
- [16] Hudy, L. M., Naguib, A. M., Humphreys, W. M., Wall-Pressure-Array Measurements Beneath a Separating/Reattaching Flow Region, *Physics of Fluids*, 15 (2003), 3, pp. 706-717

Moyens de mesure “classiques”

D.1 Anémométrie à fil chaud

L'anémométrie à fil chaud, ou anémométrie à température constante (abrégée en CTA, pour Constant Temperature Anemometry, ou HWA, pour Hot Wire Anemometry), repose sur la recherche d'un équilibre entre la puissance électrique nécessaire à la mise en chauffe par effet Joule d'un fil de tungstène-platine de faible diamètre ($0.5 \mu m$ dans notre cas) et la puissance transférée à l'écoulement mesuré par convection forcée. Le faible diamètre du fil garantit la prépondérance de la convection dans la perte de puissance due au passage du fluide. Cet équilibre pourra donc s'écrire : $R_w \times I_w^2 = (T_w - T_e) \times \varphi$, où R_w est la résistance du fil, I_w le courant le traversant, T_w la température de chauffe du fil, T_e la température de l'écoulement mesuré, φ représente l'effet de la convection forcée et dépend essentiellement de la vitesse de l'écoulement au point de mesure. Cet équilibre est réalisé à l'aide d'un pont de Wheastone qui influe directement sur la tension du fil ($U_w = R_w \times I_w$), et donc sur la puissance dégagée par effet Joule. En considérant que l'électronique réagit instantanément aux variations de vitesse de l'écoulement mesuré, et donc aux variations du flux convectif, la connaissance de la tension imposée au fil permet de connaître la vitesse de l'écoulement au point de mesure. La très bonne réponse en fréquence de cette méthode, faiblement intrusive, lui confère une grande résolution temporelle. Dans la suite du document, nous ne l'utilisons aucunement pour déterminer des vitesses locales ou des moments statistiques associés, mais pour analyser les fluctuations de ces vitesses et donc les instationnarités présentes dans l'écoulement. Afin de déterminer la correspondance entre tension U_w et vitesse de l'écoulement, le système doit être étalonné. Un système d'étalonnage automatisé permet cette calibration. Il s'agit en fait de mesurer différentes vitesses connues et ainsi associer les tensions d'équilibre du fil correspondant à ces vitesses. Une approximation polynomiale d'ordre 5 a été utilisée pour la calibration.

D.2 Anémométrie laser à effet Doppler

L'anémométrie laser à effet Doppler (abrégée en LDA ou LDV, pour Laser Doppler Anemometry / Velocimetry) est une méthode non-intrusive permettant la mesure locale de la vitesse de particules injectées dans un écoulement. Deux faisceaux laser monochromatiques, issus d'un même rayon source de longueur d'onde λ séparé en deux, inclinés d'un

angle Θ , cf. figure D.1(a), se croisent en un point. Leur intersection définit un volume de forme ellipsoïdale dans lequel apparaît un réseau de franges interférentielles, figure D.1(b).

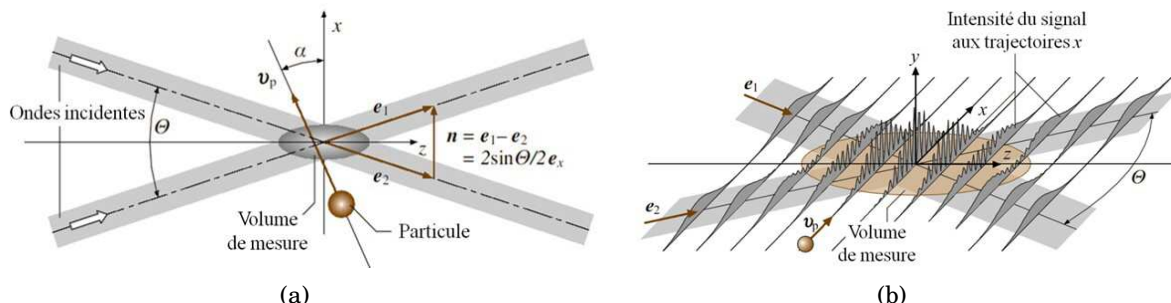


FIGURE D.1 – Schéma des relations vectorielles utiles à la détermination de la fréquence Doppler (a) et génération de signal dans le volume de mesure, extrait de SpringerHandbook (b).

Lors du passage d'une particule au travers d'une frange brillante du réseau de franges interférentielles, la particule renvoie une partie de la lumière des deux faisceaux lasers à deux fréquences différentes de la fréquence initiale de la source laser. La différence entre ces deux fréquences, ou battement, est directement fonction de la vitesse de la particule, v_p , dans la direction perpendiculaire à la bissectrice de l'angle formé par les deux lasers dans le plan défini par ces derniers (repérée x sur la figure D.1(b)). La différence entre ces deux fréquences est également appelée fréquence Doppler, notée ici f_D . La lumière émise lors du passage d'une particule au sein du volume de mesure est recueillie par un récepteur et permet la détermination de la fréquence Doppler. Cette dernière s'exprime comme :

$$f_D = \frac{2\sin(\Theta/2)}{\lambda} \times (\vec{v}_p \cdot \vec{x}) \quad (D.1)$$

Seul le module de cette composante de vitesse ($\vec{v}_p \cdot \vec{x}$) est déterminé. Un cristal de verre est alors utilisé pour diviser en deux le faisceau laser source. Ce cristal est attaché à un oscillateur piézoélectrique. L'oscillation de ce cristal, appelé cellule de Bragg, génère des ondes acoustiques dont le décalage dû au passage de particules dans le volume de mesure permet de définir le sens de déplacement de ces particules.

D.3 Vélocimétrie par images de particules standard

La vélocimétrie par images de particules (abrégée en PIV, pour Particle Image Velocimetry) repose sur la détermination du déplacement de particules dans un plan. Ce déplacement est déterminé par la comparaison entre deux champs instantanés des positions de particules, injectées dans l'écoulement, obtenus dans un même plan à deux instants successifs rapprochés. Le déplacement, allié à la connaissance de l'intervalle temporel, suffisamment court, entre les deux instantanés permet de déterminer le champ des vitesses de particules présentes dans le plan de mesure. Le champ de positions des particules est obtenu par l'illumination durant un temps restreint du plan de mesure, enregistré par une caméra à capteur CCD synchronisée avec le laser. Un second plan laser est généré et enregistré par la caméra un court instant plus tard.

Ces deux images sont ensuite traitées. Elles sont découpées en zones d'interrogations, des ensembles restreints de pixels. Le couple "délai entre les deux images" et "taille de la zone d'interrogation" doit permettre un déplacement observé suffisant des particules, sans que ces dernières ne quittent la zone d'interrogation au cours de ce délai. Les vitesses sont obtenues par une corrélation spatiale de la zone d'interrogation entre les deux instants enregistrés. La méthode donne ainsi accès à un champ des projections de vitesses de l'écoulement dans le plan laser, la méthode est de ce fait couramment désignée comme PIV 2-dimensions 2-composantes.

D.4 Vélocimétrie par images de particules stéréoscopique

Le principe de la vélocimétrie par images de particules stéréoscopique (abrégée en SPIV, pour Stereoscopic Particle Image Velocimetry) est identique à celui de la PIV standard, à la différence que l'acquisition est réalisée par deux caméras. Ces deux caméras fixent un même plan laser, dont l'épaisseur doit être suffisante pour détecter un déplacement des particules au travers du plan. Les deux caméras sont décalées angulairement par rapport à la perpendiculaire au plan laser, comme représenté sur la figure D.2. Une paire d'images est acquise par chacune des caméras, permettant de déterminer deux champs instantanés de vecteurs vitesse en projection dans le plan de mesure de la caméra. La comparaison de ces vecteurs entre les deux champs décalés angulairement permet la reconstruction du vecteur réel à 3 composantes. La méthode est donc une méthode PIV 2-dimensions 3-composantes.

Le système employé ici est identique à celui décrit précédemment, auquel est ajoutée une caméra CCD supplémentaire. Le décalage angulaire des plans focaux des deux caméras, par rapport au plan laser, peut générer un défaut dû à la limitation de la profondeur de champ. Ce défaut est corrigé en introduisant un décalage angulaire entre l'objectif de la caméra et le capteur CCD, selon la loi optique de Scheimpflug.

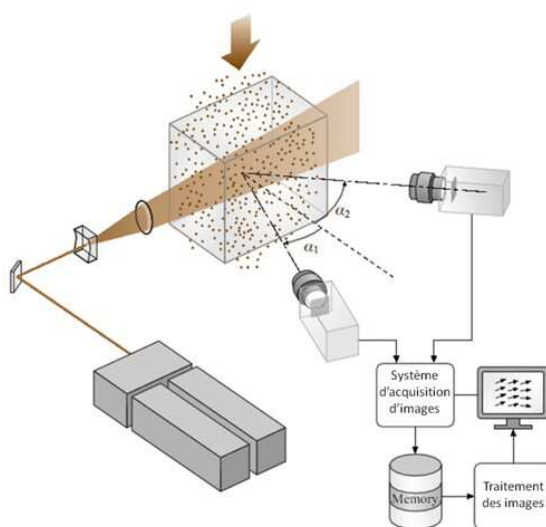


FIGURE D.2 – Schéma de principe de la PIV stéréoscopique, extraite de SpringerHandbook.

Calcul du bilan de quantité de mouvement

Cette expression de l'effort de traînée est obtenue à partir des équations de Navier-Stokes en moyennes de Reynolds (RANS) pour un fluide non pesant :

$$\rho \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} + \rho \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} = - \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{\tau}_{ij} + \bar{R}_{ij} \right) \quad (\text{E.1})$$

où $\bar{\tau}_{ij}$ et \bar{R}_{ij} correspondent respectivement au tenseur des contraintes visqueuses et au tenseur des contraintes de Reynolds.

L'équation E.1 est intégrée sur le volume de contrôle V_{ctrl} représenté dans la figure E.1. La surface inférieure est notée S_{sol} et la surface de sortie du volume est notée S_{2PIV} , cette dernière correspondant au double du plan transverse où ont été réalisées les mesures de PIV stéréoscopiques et de pertes de pression totale dans le sillage, la symétrie étant considérée. La surface du corps est notée S_{corps} . La surface supérieure est notée S_{sup} .

Il en résulte l'équation :

$$\begin{aligned} \rho \iiint_{V_{ctrl}} \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial t} dV + \rho \iiint_{V_{ctrl}} \bar{U}_j \frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} dV = \\ - \iiint_{V_{ctrl}} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} dV + \iiint_{V_{ctrl}} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\bar{\tau}_{ij} + \bar{R}_{ij} \right) dV \end{aligned} \quad (\text{E.2})$$

L'écoulement étant supposé stationnaire, le premier terme peut être annulé. Le théorème de Green-Ostrogradsky nous permet de réécrire cette formule en fonction des flux traversant les surfaces limites du volume de contrôle, l'ensemble correspondant aux six surfaces externes du volume de contrôle, auxquelles s'ajoute la surface du corps. L'ensemble de ces surfaces est noté S_{ctrl} . L'expression E.2 devient alors :

$$\rho \iint_{S_{ctrl}} \vec{U} \cdot \vec{U} \vec{n} dS = - \iint_{S_{ctrl}} \bar{P} \vec{n} dS + \iint_{S_{ctrl}} \bar{\tau}_{ij} \vec{n} dS + \iint_{S_{ctrl}} \bar{R}_{ij} \vec{n} dS \quad (\text{E.3})$$

où \vec{n} est le vecteur unitaire sortant normal à chaque surface.

L'écoulement est alors supposé uniforme et orienté longitudinalement au niveau des surfaces externes du volume de contrôle, à l'exception de la surface S_{2PIV} . Le flux traversant la surface amont d'entrée de l'écoulement dans le volume de contrôle est supposé être identique au flux sortant par la surface aval S_{2PIV} , nous permettant ainsi de substituer toute intégration d'une grandeur ϕ sur la surface amont comme l'intégrale de la grandeur $-\phi_\infty$ sur la surface S_{2PIV} , l'indice ∞ indiquant les grandeurs infinies amont. Enfin, les conditions d'adhérence sur la surface du corps et le sol sont considérées. Ces hypothèses nous permettent d'exprimer l'équation E.3 comme :

$$\begin{aligned}
\rho \iint_{S_{2PIV}} \vec{U} (\vec{U} - \vec{U}_\infty) \vec{x} dS = & - \iint_{S_{2PIV}} (\bar{P} - P_\infty) \vec{n} dS \\
& - \iint_{S_{corps}} \bar{P} \vec{n} dS + \iint_{S_{2PIV}} \bar{\tau}_{ij} \vec{x} dS \\
& + \iint_{S_{sol}} \bar{\tau}_{ij} (-\vec{z}) dS + \iint_{S_{corps}} \bar{\tau}_{ij} \vec{n} dS \\
& + \iint_{S_{2PIV}} \bar{R}_{ij} \vec{x} dS
\end{aligned} \tag{E.4}$$

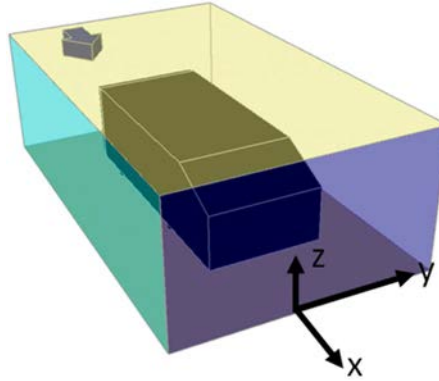


FIGURE E.1 – Volume de contrôle adopté pour l'approximation de l'effort de traînée par intégration du bilan de quantité de mouvement.

L'effort de traînée subi par le corps est exprimé comme :

$$F_x = - \left(\iint_{S_{corps}} \bar{P} \vec{n} dS - \iint_{S_{corps}} \bar{\tau}_{ij} \vec{n} dS \right) \cdot \vec{x} \tag{E.5}$$

En projetant l'équation E.4 sur l'axe \vec{x} et en y identifiant les termes de l'effort de traînée de l'expression E.5, il vient :

$$\begin{aligned}
F_x = & - \rho \iint_{S_{2PIV}} \bar{U}_x (\bar{U}_x - U_\infty) dS - \iint_{S_{2PIV}} (\bar{P} - P_\infty) dS \\
& + \iint_{S_{2PIV}} \sigma_{xx} dS - \iint_{S_{sol}} \tau_{xz} dS - \rho \iint_{S_{2PIV}} \overline{u'^2} dS
\end{aligned} \tag{E.6}$$

Nous substituons à présent aux pressions statiques les pressions totales :

$$\begin{aligned}
\bar{P} - P_\infty &= (\bar{P}_i - P_{i\infty}) - \frac{1}{2}\rho \left(\vec{U}^2 - \vec{U}_\infty^2 \right) \\
&= (\bar{P}_i - P_{i\infty}) - \frac{1}{2}\rho \left(\bar{U}_x^2 + \bar{U}_y^2 + \bar{U}_z^2 - U_\infty^2 \right)
\end{aligned} \tag{E.7}$$

L'écoulement étant isovolume, $\text{div}(\vec{U}) = 0$, d'où :

$$\sigma_{xx} = 2\mu \frac{\partial \bar{U}_x}{\partial x} = 2\mu \left(-\frac{\partial \bar{U}_y}{\partial y} - \frac{\partial \bar{U}_z}{\partial z} \right) \tag{E.8}$$

Il vient alors :

$$\begin{aligned}
F_x &= \rho \iint_{S_{2PIV}} (U_\infty \bar{U}_x - \bar{U}_x \bar{U}_x) dS + \iint_{S_{2PIV}} (P_{i\infty} - \bar{P}_i) dS \\
&\quad + \frac{1}{2}\rho \iint_{S_{2PIV}} \left(\bar{U}_x^2 + \bar{U}_y^2 + \bar{U}_z^2 - U_\infty^2 \right) dS \\
&\quad + \iint_{S_{2PIV}} 2\mu \left(-\frac{\partial \bar{U}_y}{\partial y} - \frac{\partial \bar{U}_z}{\partial z} \right) dS \\
&\quad - \iint_{S_{sol}} \tau_{xz} dS - \rho \iint_{S_{2PIV}} \bar{u}'^2 dS
\end{aligned} \tag{E.9}$$

Soit :

$$\begin{aligned}
F_x &= \iint_{S_{2PIV}} (P_{i\infty} - \bar{P}_i) dS - \frac{1}{2}\rho \iint_{S_{2PIV}} (U_\infty - \bar{U}_x)^2 dS \\
&\quad + \frac{1}{2}\rho \iint_{S_{2PIV}} \left(\bar{U}_y^2 + \bar{U}_z^2 \right) dS + \iint_{S_{2PIV}} \tau_{xx} dS \\
&\quad - \rho \iint_{S_{2PIV}} \bar{u}'^2 dS - \iint_{S_{sol}} \tau_{xz} dS
\end{aligned} \tag{E.10}$$

Que l'on peut exprimer :

$$F_x = \frac{1}{2}\rho U_\infty^2 S_{frontale} [C_{xP_i} - C_{xU} + C_{x\Omega} + C_{x\tau_{xx}} - C_{xR_{xx}} - C_{x\tau_{xz}}] \tag{E.11}$$

Champs de vitesses PIV assemblés

F.1 Actionneur 1 en fonctionnement seul

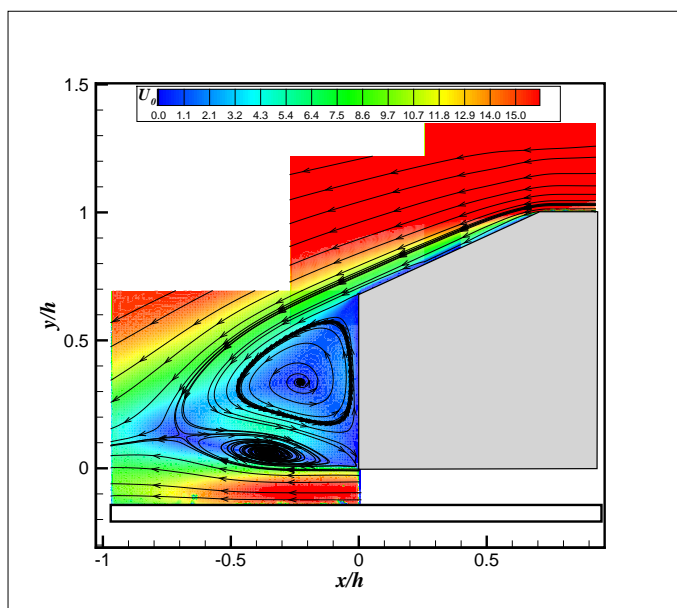


FIGURE F.1 – Topologie de l'écoulement (actionneur 1, $F^+ = 5.85$, $C_\mu = 9.34 \times 10^{-4}$)

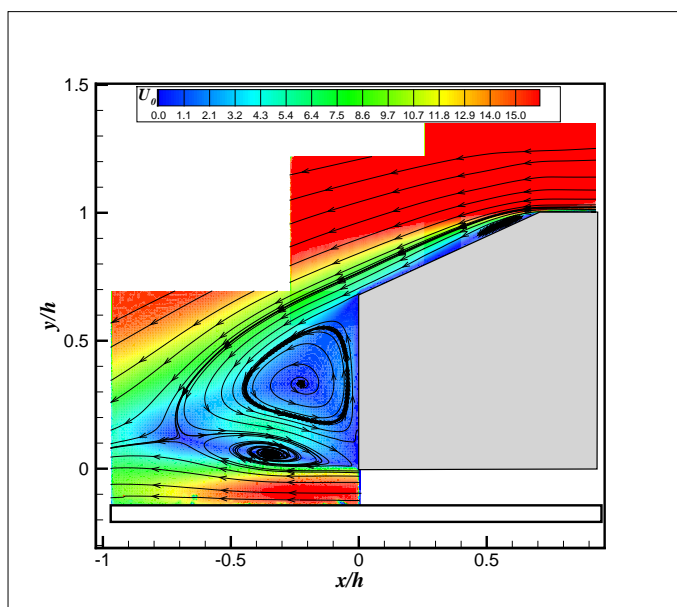


FIGURE F.2 – Topologie de l'écoulement (actionneur 1, $F^+ = 7.65$, $C_\mu = 2.79 \times 10^{-4}$)

F.2 Actionneur 2 en fonctionnement seul

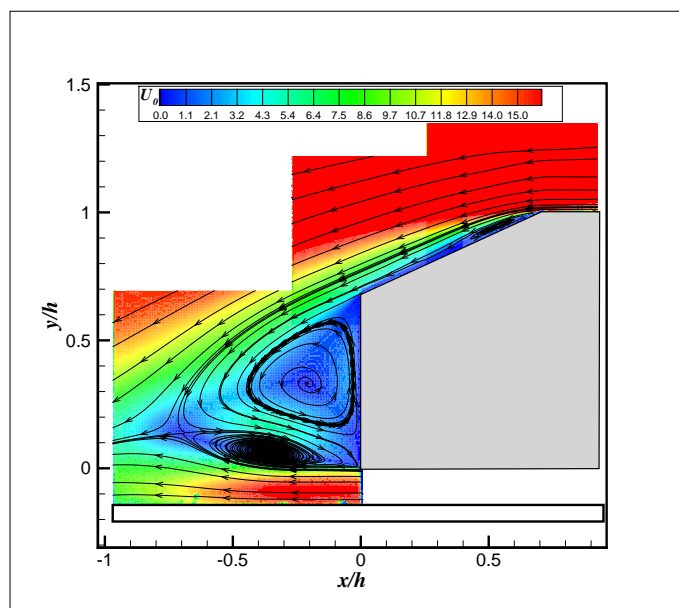


FIGURE F.3 – Topologie de l'écoulement (actionneur 2, $F^+ = 5.85$, $C_\mu = 8.89 \times 10^{-4}$)

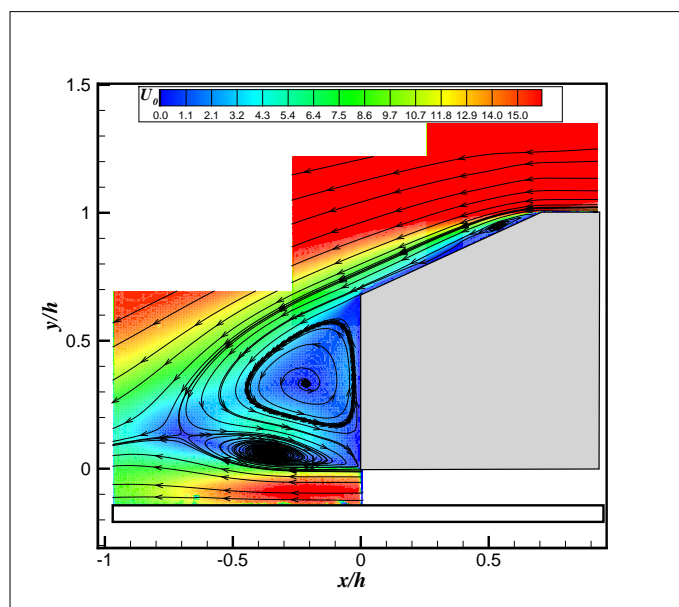


FIGURE F.4 – Topologie de l'écoulement (actionneur 2, $F^+ = 7.65$, $C_\mu = 21.73 \times 10^{-4}$)

F.3 Actionneur 1 et 2 en fonctionnement couplés

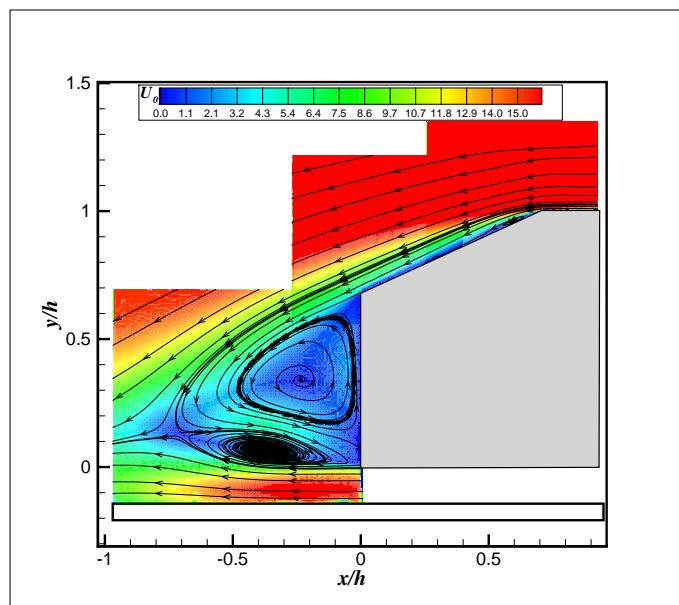


FIGURE F.5 — Topologie de l'écoulement (actionneur 1 et 2, $F^+ = 5.85$, $C_{\mu 1} = 9.34 \times 10^{-4}$ et $C_{\mu 2} = 8.89 \times 10^{-4}$)

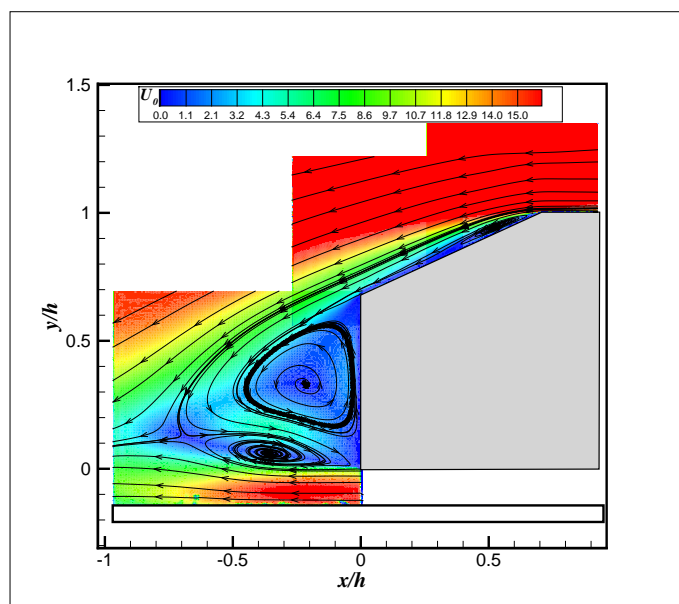


FIGURE F.6 — Topologie de l'écoulement (actionneur 1 et 2, $F^+ = 7.65$, $C_{\mu 1} = 2.79 \times 10^{-4}$ et $C_{\mu 2} = 21.73 \times 10^{-4}$)

CONTRIBUTION EXPÉRIMENTALE AU CONTRÔLE D'ÉCOULEMENT D'UN CORPS ÉPAIS PAR JETS SYNTHÉTIQUES : APPLICATION À L'AÉRODYNAMIQUE AUTOMOBILE

Résumé : Aujourd'hui, la politique européenne incite les industriels de l'automobile à concevoir des véhicules "propres", ainsi des normes de plus en plus contraignantes visant notamment à réduire les émissions de gaz à effet de serre ont vu le jour. Les ingénieurs sont donc amenés à envisager des solutions innovantes basées sur le contrôle des écoulements, en particulier celui des décollements puisqu'ils ont généralement des effets délétères sur les performances aérodynamiques. En effet, les phénomènes de décollement, inhérent aux corps épais, sont à l'origine de l'augmentation de la traînée et par conséquent de la consommation de carburant. Les travaux présentés dans ce mémoire sont dédiés au contrôle d'écoulement en vue de la réduction de traînée sur un modèle générique de véhicule automobile appelé "Corps de Ahmed" par une combinaison d'actionneur de type jets synthétiques. Le mémoire s'articule autour de deux axes principaux. Le premier a permis la caractérisation d'actionneurs de type jets synthétiques, les fréquences et amplitudes optimales au regard de différents critères ont ainsi été identifiées et analysées. Le second a été consacré à étudier la réponse des structures décollées à des perturbations périodiques localisées afin de poursuivre la compréhension de la physique impliquée dans le contrôle de la traînée aérodynamique.

Mots clés : Corps de Ahmed, contrôle des décollements, jets synthétiques.

Abstract : Nowadays, the car manufacturers are forced by the european policy to follow more and more strict rules concerning the design of "clean" automotives, in order to reduce the gas emissions responsible for the greenhouse effect. The engineers have to consider innovative solutions based on flow control, particularly for flow separation which generally has deleterious effects on aerodynamic performance. Indeed, the separation phenomena, inherent to the bluff bodies, are at the origin of the drag increase and consequently of the fuel consumption. The work presented in this thesis is dedicated to combined flow separation control from simplified hatchback geometry (Ahmed body) by a synthetic jet. The thesis focuses on two main axes. The first axis has allowed the characterization of synthetic jets actuators, the frequencies and the optimal amplitudes with regard to various criteria were so identified and analyzed. The second axis was dedicated to study the separation flow structures response from local periodic disturbances in order to pursuing the physics knowledge involved in the aerodynamic drag control.

Keywords : Ahmed Body, separation control, synthetic jet.

ملخص : تفرض في الوقت الحالي الهيئات الأوروبية على مصنعي السيارات ضغوط للالتزام بمقاييس تحترم البيئة و تهدف إلى تخفيض نسبة الانبعاثات الغازية المسببة للاحتباس الحراري. يسعى المهندسون إلى تطوير حلول تعتمد على التحكم في أيروديناميكية الهواء. ميدنيا، إقلاع الهواء عن الأجسام هو المسبب لزيادة في القوة المقاومة للهواء مما ينتج عنه الزيادة في استهلاك الوقود. إن الأعمال المطروحة في هذه المذكرة تهتم بالتحكم في أيروديناميكية الهواء لتخفيض نسبة القوة المقاومة للهواء حول جسم مبسط لسيارة معروف بإسم "جسم أحمد" باستخدام منظومة مولدات تدفق هوائي تواتري. تركز هذه المذكرة على محورين، الأول يهتم بدراسة وتشخيص مولدات التدفق الهوائي و ذلك لاستخلاص التواترات و السعات المثلى لتطبيقها في التحكم. المحور الثاني مخصص لدراسة تأثير تدفق الهواء التكراري على شكل الإنسياب و آلية إقلاع الهواء عن الجسم المبسط و تأثير التواتر و السعة التدفق الهوائي على مقاومة الهواء.

كلمات مفتاحية : جسم أحمد، التحكم في الإنسياب، التدفق التكراري، مقاومة ديناميكية الهواء.